PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 18. 15. September 1907. 8. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 19 am 16. September 1907.

INHALT.

Originalmitteilungen:

M. Levin, Die Strahlung des Uran-X. S. 585.

E. Dorn, Über Kanalstrahlen in Wasserstoff, Helium und Argon. S. 589.

E. Ladenburg, Über Anfangsgeschwindigkeit und Menge der photoelektrischen Elektronen in ihrem Zusammenhange mit der Wellenlänge des auslösenden Lichtes. S. 590.

J. E. Purvis, Untersuchungen über die Zeeman-Phänomene. S. 594.

L. W. Austin, Über den thermoelektrischen Detektor für elektrische Wellen mit sehr hohem Kontaktwiderstand. S. 600.

K. E. F. Schmidt, Studien zum Barretter. S. 601.

G. Athanasiadis, Bestimmung von Selbstinduktionskoeffizienten mittels Differentialelektrometer. S. 606.

R. W. Wood, Eine Interferenzmethode zur Auffindung von Gesetzmäßigkeiten in linienreichen Spektren. S. 607.

L. Mandelstam, Zur Theorie der Dispersion. S. 608.

E. Sommerfeldt u. H. Happel, Über eine neue experimentelle Methode zur Bestimmung des optischen Achsenwinkels von Kristallen. S. 611.

E. Zschimmer, Versuche über die Abhängigkeit der Ultraviolettdurchlässigkeit der Gläser von ihrer chemischen Zusammensetzung. S. 611.

N. A. Orlow, Eine Blase aus Schusterpech. S. 612.

H. Rebenstorff, Verkürzte Reduktion von Gasmengen. S. 613.

Besprechungen:

Jahrbuch der Naturwissenschaften. XXII. S. 614.

Th. Hartwig, Das Spektroskop und seine Anwendungen. S. 614.

F. Auerbach, Die Grundbegriffe der modernen Naturlehre. S. 614.

W. C. Morgan, Qualitative Analyse. S. 615.

W. A. Roth, Physikalisch-chemische Übungen. S. 615.

W. Frommel, Radioaktivität. S. 615.

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik. III. S. 615.

O. Lueger, Lexikon der gesamten Technik. III. IV. S. 615.

L. Derr, Photographie für Studierende der Physik und Chemie. S. 615.

S. E. Sheppard und C. E. Vinnett Mees, Theorie des photographischen Prozesses. S. 615.

F. Löwl, Geologie. S. 616.

Personalien. S. 616.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Strahlung des Uran-X.

Von M. Levin.

Die Strahlen des Uran-X sind innerhalb des letzten Jahres wiederholt Gegenstand der Untersuchung gewesen. Frühere Versuche von Soddy[1]) und Rutherford und Grier[2]) hatten zu der Anschauung geführt, daß das Uran-X lediglich β-Strahlen aussendet. Schlundt und Moore[3]) fanden, daß Uran-X außer den β-Strahlen noch leichter absorbierbare Strahlen abgibt, die sie als α-Strahlen bezeichneten. Die Intensität der durch diese Strahlen hervorgerufenen Ionisation nahm mit der Zeit nach demselben Gesetz ab, wie die β-Strahlenaktivität des Uran-X. Die leicht absorbierbaren Strahlen konnten also nicht einer Verunreinigung des Uran-X durch Spuren von Uran zugeschrieben werden. Die Versuche von Schlundt und Moore wurden von V. F. Heß[4]) und dem Verfasser[5]) wiederholt. Beide fanden das Resultat von Schlundt und Moore bestätigt, daß das Uran-X außer den β-Strahlen eine weniger durchdringende Strahlung besitzt, deren Aktivität exponential mit einer Periode von etwa 22 Tagen, also parallel mit der β-Strahlenaktivität des Uran-X abklingt. Hinsichtlich des Charakters dieser Strahlen kamen Heß und der Verfasser jedoch zu entgegengesetzten Anschauungen. Aus Absorptionsversuchen mit sehr dünnen Aluminiumfolien zog Heß den Schluß, daß die leicht absorbierbaren Strahlen des Uran-X α-Strahlen seien, die einen sehr kleinen Ionisierungsbereich besäßen. Die Absorptionskurve zeigt oberhalb einer Schichtdicke von etwa 10^{-3} cm (l. c. Fig. 2 und 3) einen exponentiellen Verlauf. Durch Extrapolation auf die Schichtdicke O konnte der wahre Wert der β-Strahlenaktivität ermittelt, und durch Subtraktion dieser Größe von den Gesamtaktivitäten die Absorptionskurve der leicht absorbierbaren Strahlen gewonnen werden. Es fand sich auf diesem Wege, daß die Absorption der leicht absorbierbaren Strahlen nicht nach einem Exponentialgesetz erfolgt, sondern daß die Strahlen durch die ersten Aluminiumfolien sehr wenig absorbiert werden, daß aber bei einer Schichtdicke von mehr als etwa $3 \cdot 10^{-4}$ cm die Absorption sehr stark wächst. Der Absorptionskoeffizient ist also nicht konstant, sondern nimmt mit wachsender Schichtdicke schnell zu. Die Absorptionskurven zeigten mithin eine Form, die für die α-Strahlen eines in dünner Schicht vorliegenden α-Strahlen aussendenden Präparates charakteristisch ist.[1]) Für den Ionisierungsbereich der Strahlen in Luft fand sich auf diesem Wege ein Wert von etwa 1 cm.

1) Soddy, Trans. Chem. Soc. **81**, 460, 1902.
2) Rutherford und Grier, Phil. Mag. Sept. 1902.
3) Schlundt und Moore, Phil. Mag. Okt. 1906.
4) Heß, Wien. Ber. **116**, Januar 1907.
5) Levin, diese Zeitschr. **8**, 129, 1907.

1) Vergl. Wigger, Jahrb. d. Radioakt. **2**, 391, 1905. — Meyer und Schweidler, Wien. Ber. 115, Mai 1906.

Andererseits fand der Verfasser, daß die leicht absorbierbaren Strahlen des Uran-X einen Weg von etwa 3 Zentimeter in Luft zurücklegten, ehe sie zum größten Teil absorbiert waren. Bei der Untersuchung der Strahlen im magnetischen Felde ergab sich, daß die Strahlen leicht ablenkbar waren und also als eine Art leicht absorbierbarer β-Strahlen angesehen werden mußten. Bei diesen Versuchen betrug der Weg, den die Strahlen in dem Magnetfelde zurückzulegen hatten, ehe sie in das zu ihrer Untersuchung dienende Elektroskop eintraten, in der Regel mehr als einen Zentimeter; die von Heß untersuchten Strahlen gelangten daher bei diesen magnetischen Messungen nicht zur Untersuchung. Die im folgenden mitgeteilten Versuche wurden unternommen, um eine Entscheidung darüber herbeizuführen, ob außer den leicht absorbierbaren β-Strahlen, deren Vorhandensein durch die magnetischen Beobachtungen festgestellt war, noch α-Strahlen von dem Uranium-X ausgesandt werden. Bei diesen Versuchen wurden die Strahlen auf ihre Absorption durch Metallfolien und nach der Braggschen Methode untersucht.

Absorptionsversuche.

Für die Ausführung der Absorptionsversuche wurden zunächst Aluminiumfolien von $0{,}5 \cdot 10^{-4}$ Zentimeter Dicke verwandt. Die Dicke wurde durch Wägung und Flächenmessung festgestellt. Für das spezifische Gewicht des Aluminiums wurde der Wert 2,66 angenommen (vergl. Landolt-Börnstein, Tabellen 2. Auflage).

Die Messung der Ionisation geschah in einem Elektroskop der von H. W. Schmidt[1]) angegebenen Form. Das oben offene zylindrische Ionisierungsgefäß von 7 Zentimeter Durchmesser und etwa 7 Zentimeter Höhe war mit einem weitmaschigen Drahtnetz bedeckt, auf das die Aluminiumfolien gelegt wurden. Das Uran-X, das nach einer früher beschriebenen Methode[2]) durch Kochen einer Urannitratlösung mit Tierkohle in dünner Schicht dargestellt war, befand sich in einem zwei Millimeter tiefen Porzellandeckel. Der Deckel wurde mit einem kleinen Bleigewicht beschwert auf die Aluminiumfolien aufgesetzt. Für gleichmäßige Stellung des Präparates nach Auflegung neuer Folien war Sorge getragen. Die Versuche wurden nur mit Präparaten ausgeführt, die nach dem Tierkohleverfahren hergestellt waren, da man nach den Versuchen von Heß mit verschiedenartigen Präparaten identische Resultate erhält.

Die Resultate eines Versuches sind in Fig. 1 wiedergegeben, in der als Abszissen die Anzahl der Aluminiumfolien, als Ordinaten die Logarithmen der Aktivitäten aufgetragen sind.

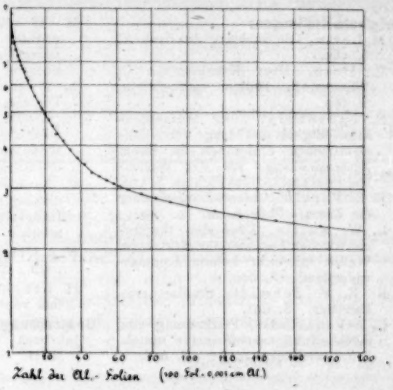


Fig. 1.

Die Kurve, welche die Logarithmen der Aktivität als Funktion der Schichtdicke wiedergibt, zeigt, wie aus der Figur ersichtlich ist, in dem untersuchten Bereich keinen geradlinigen Verlauf. Die Kurve ist vielmehr stetig gekrümmt, wie besonders an ihrem ersten Teil deutlich zu erkennen ist. Aber auch in dem Bereich von 160—200 Folien ist der Verlauf der Kurve noch nicht geradlinig. Berechnet man nämlich für diesen Bereich unter der Annahme geradlinigen Verlaufs den Absorptionskoeffizienten, so ergibt sich ein Wert von 27 (cm^{-1}), also von etwa der doppelten Größe des Wertes 14 (cm^{-1}), der für die durchdringenden β-Strahlen des Urans gefunden ist.[1]) Die Strahlen dieses Bereiches sind also noch relativ leicht absorbierbar. Daß sie keine α-Strahlen sein können, folgt aus den bereits erwähnten Ablenkungsversuchen und aus der folgenden Überlegung. Die durchdringendsten α-Strahlen, die bisher bekannt sind, die des Thorium-C[2]) besitzen in Luft einen Ionisierungsbereich von 8,5 cm, dem eine Aluminiumschicht von 0,005 cm Dicke (entsprechend 100 Folien der hier verwandten Art) äquivalent ist. Wenn das Uran-X eine α-Strahlung von diesem Ionisierungsbereich besäße, so müßte seine absolute Aktivität außerordentlich viel größer, und das Verhältnis zwischen der Ionisation, die durch die leichter absorbierbaren Strahlen einerseits, und

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **6**, 561, 1905.
2) M. Levin, diese Zeitschr. **7**, 692, 1906.

1) Rutherford, Radioaktivität (1907), S. 141; Godlewski, Jahrb. der Radioaktivität **3**, 134, 1906; Crowther, Phil Mag. Okt. 1906.
2) Hahn, diese Zeitschr. **7**, 557, 1906.

die durchdringenden β-Strahlen andererseits, hervorgebracht wird, von einer ganz anderen Größenordnung sein, als beobachtet worden ist. Mithin müssen die Strahlen, die durch eine Aluminiumschicht von 100 Folien noch nicht absorbiert sind, aus den durchdringenden β-Strahlen des Uran-X und einer anderen Art von β-Strahlen geringeren Durchdringungsvermögens bestehen.

Daß auch die durch Schichtdicken bis zu 100 Folien absorbierten Strahlen β-Strahlen sind, wird durch den gleichmäßigen Verlauf der Kurve wahrscheinlich gemacht. Ein unvermittelter anfänglicher Abfall der Kurve, wie er bei dem Vorhandensein von α-Strahlen zu erwarten wäre, ist nicht zu erkennen. Da ferner eine einfache geradlinige Extrapolation eines Teiles der Kurve innerhalb des durch Fig. 1 dargestellten Ionisationsbereiches nicht zu richtigen Schlüssen über die Existenz von α-Strahlen führen kann, fällt das wichtigste, eben auf diesem Wege gewonnene Argument für das Vorhandensein von α-Strahlen des Uran-X in Fortfall. Weitere Versuche, die gegen das Vorhandensein von α-Strahlen sprechen, werden weiter unten mitgeteilt.

Ob die Absorptionskurve nicht aus einer größeren Zahl von geradlinigen Stücken besteht, wird sich schwer entscheiden lassen. Fast bei allen untersuchten Kurven fanden sich einige scheinbar geradlinig verlaufende Stücke. Doch wechselte sowohl die Lage etwaiger Knicke, wie die Richtung der geradlinigen Stücke von Kurve zu Kurve, so daß das Auftreten der geradlinigen Kurventeile auf Versuchsfehler und die ungleichmäßige Dicke der Aluminiumfolien zurückgeführt werden mußte. In diesem Charakter der Kurve ist wohl der Grund zu sehen, warum die Angaben, die in den oben erwähnten Untersuchungen über den Anteil der leicht absorbierbaren Strahlen des Uran-X an der Gesamtionisation gemacht worden sind, untereinander Abweichungen zeigen. Die oben aus der Gestalt der Absorptionskurve gezogenen Schlüsse würden offenbar auch dann ihre Gültigkeit behalten, wenn die Kurve aus einem Zuge geradliniger Stücke bestände.

Der Verlauf der Absorption der Strahlen des Uran-X bei größeren Dicken der absorbierenden Schicht ist in Fig. 2 wiedergegeben. Die benutzte Versuchsanordnung war im wesentlichen die gleiche wie bei den Versuchen mit kleineren Schichtdicken. Die benutzten Aluminiumfolien besaßen eine Dicke von $3{,}32 \cdot 10^{-4}$ cm. Bei Verwendung einer großen Zahl dieser Folien schien es nicht zweckmäßig, das aktive Präparat direkt auf die Folien aufzusetzen, weil der Abstand zwischen dem das Elektroskop bedeckenden Drahtnetz und dem Präparat bei wachsender Folienzahl verändert wurde. Das Präparat wurde deshalb in einer Entfernung von 1,3—2 cm über dem Drahtnetz durch eine Klammer festgehalten. Dieser Abstand betrug bei dem in Fig. 2 repräsentierten Versuch 1,5 cm. Eine Änderung dieses Abstandes übte nur auf den obersten Teil der Kurve einen merklichen Einfluß aus.

Aus Fig. 2 geht hervor, daß bei der gewählten Versuchsanordnung die leichter absor-

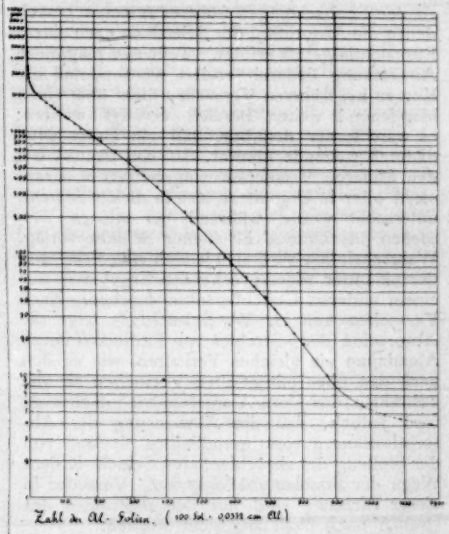


Fig. 2.

bierbaren Strahlen erst nahezu völlig absorbiert waren, nachdem die Aktivität auf etwa ein Fünftel des Anfangswertes gesunken war. Zwischen den Werten 2000 und 1000 der Aktivität verläuft die Absorptionskurve scheinbar völlig exponential. Der Wert des Absorptionskoeffizienten beträgt in diesem Bereich wenig über 14 cm. Bei wachsender Schichtdicke nimmt dann die Absorbierbarkeit der Strahlen wieder zu, bis die γ-Strahlen einen merklichen Teil der Ionisation hervorzurufen beginnen. Die Absorption der β-Strahlen von großem Durchdringungsvermögen erfolgte also nicht nach einem Exponentialgesetz, sondern ist bei großen Schichtdicken größer, als einem geradlinigen Verlauf der Absorptionskurve entsprechen würde.

Zum Vergleich wurde in entsprechender Weise die Absorption durch Stanniolfolien unter-

1) Crowther, l. c.

sucht, deren Dicke 0,00165 cm betrug. In diesem Falle fand sich nach Absorption der weniger durchdringenden Strahlen angenähert ein geradliniger Verlauf der Absorptionskurve. Für den Absorptionskoeffizienten ergab sich ohne Abzug der γ-Strahlenaktivität der Wert 61. Von Crowther[1]) ist hierfür der Wert 69 gefunden worden.

Die Resultate, die bei der Absorption der durchdringenden β-Strahlen durch Aluminium erhalten wurden, befinden sich im Gegensatz zu den Beobachtungen früherer Autoren[1]), nach denen die Absorption der β-Strahlen nach einem Exponentialgesetz erfolgt. Teilweise mag diese Abweichung dadurch erklärt werden, daß die Kurven bei früheren Versuchen nicht über einen hinreichend weiten Bereich verfolgt wurden; es wäre ferner denkbar, daß ein Unterschied dadurch zustande kommt, daß das Uran-X bei den früheren Versuchen eingebettet in Uranoxyd oder in Urannitrat, also in dicker Schicht, untersucht wurde, während bei meinen Versuchen das Uran-X in dünner Schicht vorlag. Wahrscheinlich wird sich jedoch eine Erklärung der einander widersprechenden Ergebnisse aus einem anderen Gesichtspunkte ergeben. Nach Versuchen von H. W. Schmidt[2]) zeigt die Absorption der β-Strahlen von Radium-E durch Aluminium ein gleiches Verhalten, wie es sich nach den oben mitgeteilten Versuchen für die β-Strahlen des Uran-X ergeben hat. Schmidt fand jedoch, daß die Abweichung der Absorptionskurve vom geradlinigen Verlauf von der Stellung der absorbierenden Schicht in dem Wege der Strahlen abhängig war. Versuche in dieser Richtung sind mit den β-Strahlen des Uran-X noch nicht angestellt worden.

Untersuchung der Strahlen des Uran-X nach der Braggschen Methode.

In dem vorhergehenden Teil wurde gezeigt, daß die Existenz von α-Strahlen des Uran-X nicht wahrscheinlich ist. Im folgenden sollen Versuche mitgeteilt werden, die dem Zweck dienten, einen direkteren Beweis dafür zu erbringen, daß das Uran-X keine α-Strahlen aussendet.

Die Versuche wurden nach der von Bragg und Kleeman angegebenen Methode ausgeführt, die auf der Messung der Ionisierung beruht, welche die Strahlen eines aktiven Produktes pro Zentimeter ihres Weges in verschiedenen Entfernungen von der Strahlenquelle hervorrufen. Die Anordnung war im wesentlichen die gleiche, wie die von Bragg und Kleeman angewandte. Die eine Elektrode des Ionisationsraumes bestand aus einer 12·12 cm großen Zinnplatte, die mit einem Goldblattelektroskop in leitender Verbindung stand. Die andere Elektrode wurde durch ein zur Erde abgeleitetes, verschiebbares Drahtnetz gebildet, dessen Maschen 2 · 2 mm weit waren. Das Uran-X-Präparat befand sich auf einem Tischchen, das durch eine Schraube in beliebiger Entfernung von dem Drahtnetz eingestellt werden konnte.

Durch die Versuche von Bragg und Kleeman[1]) und anderen ist nachgewiesen, daß alle α-Strahlen in einer bestimmten Entfernung von der Strahlenquelle ihr Ionisierungsvermögen plötzlich verlieren, und daß diese Entfernung für eine homogene Substanz charakteristisch ist. Nähert man ein α-Strahlen aussendendes Produkt dem oben genannten Ionisierungsgefäß, so macht sich der Eintritt der α-Strahlen in das Gefäß durch ein schnelles Anwachsen des Ionisationsstromes bemerkbar, wenn der kritische Abstand, der Ionisierungsbereich, erreicht wird. Besonders deutlich wird dieser Anstieg des Stromes, wenn man nach Bragg und Kleeman zur Messung ein dünnes Strahlenbündel verwendet. Bei der Untersuchung der Strahlen des Uran-X nach dieser Methode wurden zunächst einige Versuche mit weitem Strahlenkegel gemacht, um das Präparat möglichst nahe an das Drahtnetz heranbringen zu können. Das Präparat befand sich in einem Porzellandeckel von 4,5 cm Durchmesser und 2 mm Tiefe. Die Schicht war nicht so dünn wie bei den Absorptionsversuchen; im Interesse der Erzielung einer möglichst hohen Aktivität war von einer weitgehenden Reinigung des Uran-X abgesehen worden.

Die Resultate eines Versuches sind in Fig. 3

1) Vergleiche das Zitat auf S. 586.
2) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **8**, 361, 1907.

1) Bragg und Kleeman, Phil. Mag. Dezember 1904 — Septbr. 1905.

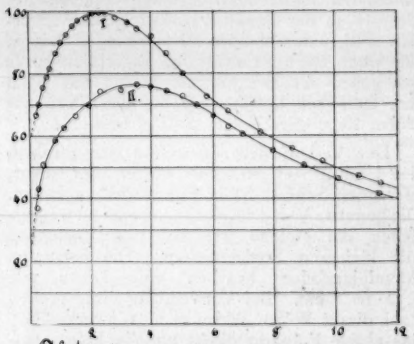


Fig. 3.

wiedergegeben, in der die Abszissen den Abstand zwischen dem aktiven Präparat und dem Drahtnetz, die Ordinaten Ionisation bedeuten. Im Falle der Kurve I war das Präparat unbedeckt, bei II war über den Porzellandeckel eine Aluminiumfolie von $3{,}32 \cdot 10^{-4}$ cm Dicke gelegt. Der Abstand zwischen dem Drahtnetz und der anderen Elektrode betrug 0,7 cm.

Die Fig. 4 gibt in analoger Weise die Kurve, die erhalten wurde, wenn auf das aktive

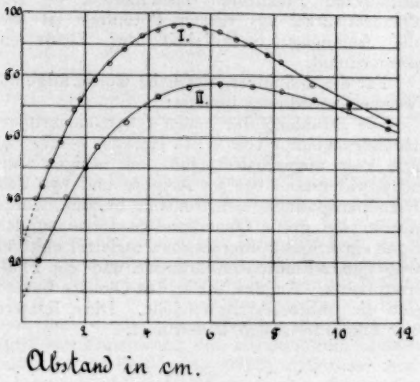


Fig. 4.

Präparat ein Strahlenfilter gesetzt wurde, das aus einer 0,4 cm dicken Messingplatte bestand, in welche eine Anzahl Löcher von 0,2 cm Durchmesser gebohrt war. Die Strahlenkegel besaßen also in diesem Falle einen Öffnungswinkel von ungefähr 26 Grad. Bei den in Fig. 4 Kurve II dargestellten Versuchen war das Strahlenfilter mit einer Aluminiumschicht von $13{,}3 \cdot 10^{-4}$ cm Dicke bedeckt. Die Ordinatenmaßstäbe der Figuren 3 und 4 sind nicht miteinander vergleichbar.

Die vier Kurven zeigen untereinander ein sehr ähnliches Verhalten. Wird das aktive Präparat dem Drahtnetz aus großer Entfernung genähert, so nimmt die Ionisierung pro Zentimeter bei weitem Strahlenkegel (Fig. 3) sehr schnell, bei engem Strahlenkegel langsamer zu, erreicht ein Maximum und fällt dann bei weiterer Verminderung des Abstandes rapide ab. Ein Eintrittspunkt stark ionisierender Strahlen ist aus den Kurven nicht zu ersehen, so daß sich ein Anhalt zur Annahme einer α-Strahlung nicht ergibt.

Die Einschaltung einer absorbierenden Schicht in den Gang eines engen Bündels von α-Strahlen bedingt keine Verringerung des Maximums, sondern lediglich eine Verrückung der Kurve nach kleineren Werten des Abstandes hin. Die Figuren zeigen, daß bei den Strahlen des Uran-X gerade das Umgekehrte der Fall ist. Durch Bedeckung des Präparates mit Aluminiumfolie wird der Maximalwert der Ionisation erheblich verringert und gleichzeitig im Sinne des zunehmenden Abstandes verschoben. Wenn α-Strahlen vorhanden wären, so wäre es ferner nicht verständlich, warum der Charakter der Kurven der gleiche ist, wenn der Strahlenkegel einen großen oder einen kleinen Öffnungswinkel besitzt. Wir werden aus diesen Versuchen demnach mit Sicherheit schließen können, daß das Uran-X eine α-Strahlung nicht besitzt, deren Ionisierungsbereich größer als 2 mm wäre.

Eine genauere Untersuchung der Ionisationskurve in ihrer Abhängigkeit von der Entfernung zwischen der Strahlenquelle und dem Ionisationsgefäß, insbesondere der Frage, ob der anfängliche Anstieg der Ionisation lediglich von der Anordnung der Versuche oder von Sekundärstrahlen etc. abhängig ist, befindet sich noch in der Ausführung.

Göttingen, Institut für anorganische Chemie, 14. August 1907.

(Eingegangen 17. August 1907.)

Über Kanalstrahlen in Wasserstoff, Helium und Argon.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von E. Dorn.

Da meine Arbeit durch äußere Umstände für längere Zeit unterbrochen wird, will ich hier kurz einige Ergebnisse mitteilen.

Bei Wasserstoff erhielt ich den Dopplereffekt für die Linien β, γ, δ, ε, ζ; in der besten Aufnahme vom 3. Dez. ist bei β und γ auch auf der roten Seite eine „bewegte Linie" deutlich erkennbar.

Helium zeigt bekanntlich den Dopplereffekt nicht leicht; erst unter dem 23. April 1907 teilt Hr. Rau[1]) das Gelingen seiner hierauf bezüglichen Versuche mit. Ein von mir am 21. Nov. 1906 aufgenommenes Spektrogramm enthält die „bewegte Linie" von $\lambda = 4472$ deutlich von der „ruhenden" getrennt. Ich habe diesen Befund damals nicht veröffentlicht, weil der Dopplereffekt nur bei dieser einen Linie aufgetreten war, und ich später keinen Erfolg hatte. Seitdem habe ich den Dopplereffekt für $\lambda = 5876$, 5016, 4922, 4713, 4472, 4388, 4121 (?), 4026, 3965 (?), 3889 feststellen können.

1) Diese Zeitschr. **8**, 360, 1907.

Bei Argon fand ich den Dopplereffekt für etwa 20 Linien sicher, für 10 weitere als wahrscheinlich. Merkwürdig ist, daß keine dieser Linien im „roten" Argonspektrum eine erhebliche Lichtstärke besitzt, z. B. zeigt 4266,4 den Dopplereffekt nicht, obwohl die Intensität auch im „blauen" Spektrum ziemlich bedeutend ist.

Die nach $v = c\,(\lambda_n - \lambda_p)\,/\lambda_n$ [1]) berechnete Geschwindigkeit fand ich bei allen von mir untersuchten Gasen erheblich kleiner als den theoretischen Wert

$$v = \sqrt{\frac{2\,\varepsilon}{\mu}\,\Delta\,V_0},$$

in der Regel etwa halb so groß.

1) J. Stark, diese Zeitschr. **6**, 892, 1905.

Halle a. S., Physik. Institut, 6. August 1907.

(Eingegangen 8. August 1907.)

Über Anfangsgeschwindigkeit und Menge der photoelektrischen Elektronen in ihrem Zusammenhange mit der Wellenlänge des auslösenden Lichtes.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Erich Ladenburg.

Vor kurzem[1]) habe ich gezeigt, daß auf die Größe des photoelektrischen Effektes eine Temperaturerhöhung der bestrahlten Platte ohne Einfluß ist. Diese Tatsache ist unter der Annahme von Resonanzwirkung nicht so ohne weiteres verständlich, da man doch a priori annehmen muß, daß durch Energieerhöhung der Träger der Elektronen auch letztere beeinflußt werden müssen.

Ich nahm deshalb an, daß die in den erwähnten Versuchen erreichte Temperaturerhöhung von ca. 800° eine im Vergleich zu der enormen Schwingungszahl des wirkenden Lichtes zu geringe Änderung in der Periode der schwingenden Teilchen zur Folge habe, als daß sie beobachtet werden könnte. Eine solche oder ähnliche Annahme mußte — wie gesagt — gemacht werden, wenn man an der Anschauung festhalten wollte, daß es sich bei der Auslösung des photoelektrischen Effektes um eine Resonanzwirkung handle.

Diese Anschauung ist allgemein verbreitet. Um der Richtigkeit derselben eine weitere Stütze zu geben, schien es mir nötig, festzustellen, wie sich die Anfangsgeschwindigkeit der ausgelösten Elektronen mit der Schwingungsperiode des Lichtes ändert. — Eine Beziehung zwischen diesen beiden Größen ist dann zu erwarten, wenn vollkommene Resonanzwirkung vorhanden ist, d. h. wenn Licht bestimmter Periode nur solche Elektronen auszulösen vermag, die in derselben Periode schwingen.

Die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen wurde durch die positive Aufladung gemessen, die eine isolierte Metallplatte unter der Einwirkung von ultraviolettem Licht erfährt. Eine solche Platte gibt so lange negative Elektronen ab, bis sie sich zu einem Potentiale aufgeladen hat, welches gerade noch imstande ist, die schnellsten Elektronen festzuhalten. — Der Quadratwurzel aus diesem Potentiale ist also die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen proportional.

Für die definitiven Versuche wurde folgende Versuchsanordnung benutzt:

Die Strahlung der neuen Quarzquecksilber-Hochdrucklampe von W. C. Heräus, welche, an 400 Volt angeschaltet, mit dem nötigen Vorschaltwiderstand bei 3,5 Ampere und 150 Volt Klemmenspannung sehr konstant brannte, wurde durch zwei große Quarzkondensatoren auf den Spalt eines Spektrometers konzentriert. Letzteres trug Quarz-Flußspat-Achromate und ein Flußspatprisma. An der Stelle des Okulars befand sich die photoelektrische Zelle. Diese letztere war folgendermaßen konstruiert:

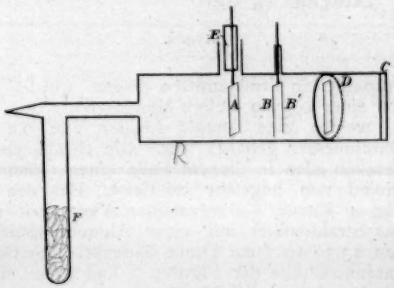


Fig. 1.

Das zu bestrahlende Blech A (siehe Fig. 1) war ein schmaler, 2 mm breiter Streifen aus dem zu untersuchenden Metall, welcher durch Bernstein isoliert eingeführt wurde.

B und B' sind zwei ganz dünne Drähte, die geerdet sind und zum Auffangen der Elektronen dienen. D ist ein Glimmerdiaphragma, welches bedingt, daß das Licht eines bestimmten Wellenlängenbereichs möglichst nur die Platte trifft. Das Innere des Gefäßes war versilbert, ebenso das Ansatzrohr, in welches das Bernsteinstück E eingekittet war. Dieses Rohr war auch außen versilbert und wurde zur Erde abgeleitet, diente also als Schutzring. Verschlossen war das Rohr durch die Quarzplatte C. An das Rohr war

1) Erich Ladenburg, Verh. d. deutsch. Phys. Ges. **9**, 166, 1907.

ein Glasrohr F angesetzt, in welchem sich ausgeglühte Kokosnußkohle befand. Das Ganze wurde an einer Ölpumpe bis auf Röntgenvakuum ausgepumpt und dann abgeschmolzen. Beim jedesmaligen Anstellen der Versuche wurde das Rohr F in flüssige Luft getaucht, und auf diese Weise ohne weiteres das höchst erreichbare Vakuum hergestellt. Die Platte A war mit dem einen Quadrantenpaar eines sehr gut isolierenden Dolezalekschen Elektrometers verbunden.

Trotzdem die beiden Drähte B und B' und das versilberte Innere des Gefäßes, welches trotz des Diaphragmas nicht völlig vor auffallendem Licht geschützt werden konnte, auch geringe Mengen von Elektronen abgeben, und diese das isolierte Blech A treffen, und dadurch dessen Ladung verringern, so bedingt dies doch keine Änderung in dem von dem Blech schließlich erlangten Potential. Es gilt dies, solange die Menge der die Platte A treffenden negativen Elektronen kleiner ist als die, die die Platte verlassen; dies war bei den zu besprechenden Versuchen stets der Fall.

Auch experimentell läßt sich die Gültigkeit dieser Überlegung zeigen, indem man die beiden Drähte B und B' auf positive Potentiale auflädt und dann wieder die Aufladung des Bleches A unter der Einwirkung des ultravioletten Lichtes mißt. Ist die Bedingung erfüllt, daß diese Aufladung tatsächlich die Werte angibt, die der Geschwindigkeit der fortfliegenden Elektronen entsprechen, so muß die Aufladung der Platte bei irgendeiner Wellenlänge linear mit dem an B und B' liegenden Potential wachsen.

Tabelle 1 und Fig. 2 bestätigen dies. In der Tabelle bedeutet P das an den Drähten liegende positive Potential und α die Größe der Au ladung in willkürlichem Maß. Die benutzte Wellenlänge war $\lambda = 218\,\mu\mu$. Die bestrahlte Platte bestand aus Platin.

Die definitiven Versuche wurden an Platin-, Kupfer- und Zinkstreifen angestellt. — Die folgende Tabelle 2 gibt eine Zusammenstellung

Tabelle 1.

Pt-Blech. $\lambda = 218\,\mu\mu$.

P	α
0	13,3
1,03	34
2,06	56
3,09	77,5
4,12	98,5
5,15	120,0
7,21	163,0
8,24	185,5
10,3	228,0

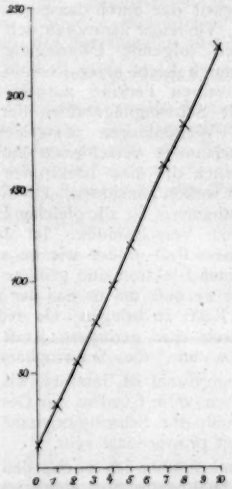


Fig. 2.

der erhaltenen Resultate. In derselben bedeutet δ die Ablenkung ($Na = 0$), λ die daraus berechnete Wellenlänge, N die Schwingungszahl des Lichtes und α die Elektrometerausschläge,

Tabelle 2.

δ	λ	N	*Pt*			*Cu*			*Zn*		
			α	$\sqrt{\alpha}$	$\frac{N}{\sqrt{\alpha}}$	α	$\sqrt{\alpha}$	$\frac{N}{\sqrt{\alpha}}$	α	$\sqrt{\alpha}$	$\frac{N}{\sqrt{\alpha}}$
2°10	274	1,095	—	—	—	35,0	5,91	1,85	—	—	—
2°30	260	1,15	41,0	6,4	1,80	38,5	6,2	1,855	26,0	5,09	2,25
2°50	247	1,21	—	—	—	42,0	6,48	1,865	—	—	—
3°	242	1,24	48,7	6,97	1,78	—	—	—	30,0	5,48	2,26
3°10	237	1,265	—	—	—	46,0	6,78	1,865	—	—	—
3°30	229	1,31	56,5	7,52	1,75	50,5	7,11	1,84	36,0	6	2,19
3°50	221	1,35	—	—	—	54,0	7,36	1,83	—	—	—
4°	218	1,375	61,0	7,81	1,76	—	—	—	38	6,16	2,23
4°10	215	1,39	—	—	—	57,5	7,58	1,835	—	—	—
4°30	210	1,43	67,2	8,2	1,75	59,0	7,68	1,86	40,5	6,36	2,25
4°50	204	1,47	—	—	—	62,0	7,87	1,87	—	—	—
5°	201	1,49	70,8	8,41	1,77	64,0	8,0	1,86	42,5	6,52	2,28

d. h. eine der positiven Aufladung der Platte A proportionale Größe.

Eine Betrachtung dieser Tabelle lehrt uns zunächst, daß mit abnehmender Wellenlänge die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen zunimmt, und zwar ist dies für alle drei untersuchten Metalle der Fall. Da α dem positiven Potentiale der bestrahlten Platte proportional ist, so ist $\sqrt{\alpha}$ der Geschwindigkeit der Elektronen proportional. Wie nun die Zahlen der Reihen 6, 9 und 12 erweisen, ergibt sich eine Proportionalität zwischen der Schwingungszahl des wirkenden Lichtes und der Anfangsgeschwindigkeit der durch dasselbe ausgelösten Elektronen. Vielleicht kann man sich diese Tatsache durch folgende Überlegung erklären.

Wenn durch Licht einer Periode nur Elektronen derselben Periode ausgelöst werden, so sind die Schwingungszahlen der bei verschiedenen Wellenlängen ausgelösten Elektronen voneinander verschieden und dementsprechend auch die diese Elektronen haltenden Kräfte. Wir wollen annehmen, daß diese Kräfte in einer bestimmten, für alle gleichen Entfernung vom Zentrum verschwinden. Ist dann diese Kraft in einem Fall größer wie im andern, so muß dem einen Elektron eine größere lebendige Kraft erteilt werden, um es aus der Wirkungssphäre der Kraft zu bringen, als dem andern, welches durch eine geringere Kraft gehalten wird. — Da nun die Schwingungszahl der $\sqrt{\text{Kraft}}$ proportional ist, letztere, wie wir eben gesehen haben, dem Quadrat der Geschwindigkeit, so muß die Schwingungszahl der Geschwindigkeit proportional sein.

Bemerken möchte ich noch, daß ein Verringern der Spaltbreite, also eine Verkleinerung der Intensität des Lichtes zwar die Zeit der Aufladung verlängert, aber für die schließlich erreichte Größe der Aufladung ohne Einfluß ist.

Die folgende Tabelle 3 enthält für die drei untersuchten Metalle Platin, Kupfer und Zink für eine Reihe von Wellenlängen die dazu gehörigen Anfangsgeschwindigkeiten in Volt. Letztere sind aus den Elektrometerausschlägen berechnet.

Tabelle 3.

λ	P (Platin)	P (Kupfer)	P (Zink)
260	1,075	1,01	0,685
242	1,28	1,16	0,79
229	1,49	1,33	0,95
218	1,60	1,46	1,0
210	1,76	1,55	1,07
201	1,86	1,69	1,12

Es scheint, daß sich diese Metalle bezüglich der Größe der durch Licht derselben Wellenlänge ausgelösten Anfangsgeschwindigkeiten in einer Reihe, ähnlich der Spannungsreihe ordnen, in der Weise, daß dem elektropositiveren Metall eine geringere Anfangsgeschwindigkeit zukommt. Nach der eben besprochenen Anschauung würde dies heißen, daß die Kraft, die die Elektronen hält, bei den elektropositiven Metallen geringer ist, als bei den elektronegativen, und es würde auch hiermit der Voltaeffekt im Einklang sein, indem bei der Berührung zweier Metalle eine Größe, die gleichsam dem Nernstschen Lösungsdruck entspricht, beim elektropositiven Metall größer ist als beim elektronegativen.

Wir haben also gesehen, daß verschiedenen Schwingungszahlen des auslösenden Lichtes auch verschiedene Anfangsgeschwindigkeiten entsprechen, und die bekannte, von Lenard[1]) aufgefundene Verteilung der Elektronen über die Anfangsgeschwindigkeiten hat seinen Grund teilweise in der Natur des von ihm benutzten Lichtes. Ob tatsächlich einer bestimmten Periode nur eine Geschwindigkeit entspricht oder ob nur die maximale Anfangsgeschwindigkeit der Schwingungszahl proportional ist, müssen weitere Versuche lehren.

Will man nun einen Einblick gewinnen in die Schwingungszustände der Elektronen im Metall, d. h. will man die Frage entscheiden, wieviel Elektronen mit der einen, und wieviel mit der andern Periode schwingen, so kann man dies erreichen, wenn man die Menge der durch Licht verschiedener Perioden ausgelösten Elektronen bestimmt und dieselben auf gleiche auffallende Lichtmengen bezieht.

Selbstverständlich bleibt hierbei diese Frage noch insofern unentschieden, als wir nicht wissen, ob einer gleichen auffallenden Lichtmenge verschiedener Perioden immer derselbe Prozentsatz ausgelöster Elektronen entspricht. — Zwei getrennte Versuchsreihen mußten ausgeführt werden. Es mußte die Energie und der photoelektrische Effekt an den einzelnen Teilen des Spektrums getrennt voneinander gemessen werden. Ersteres geschah wie üblich mit einer Thermosäule und einem Panzergalvanometer. Selbstverständlich waren alle Vorsichtsmaßregeln, um fremde Strahlen auszuschließen, angewandt, und die Reinheit des Spektrums wurde durch Absorptionsmessungen in Uviolglas und Kalkspat kontrolliert.

Die Quarzquecksilberlampe erwies sich als eine so konstante Strahlungsquelle, daß die Ausschläge des Galvanometers an verschiedenen Tagen sich um weniger als 1 Proz. unterschieden, sofern natürlich dafür gesorgt war, daß die Lampe mit derselben Stromstärke und Spannung brannte, und daß an den geometrischen Abmessungen der Aufstellungen nichts geändert war.

In der folgenden Tabelle 4 bedeutet δ die

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. (4) **8**, 149, 1902.

Ablenkung ($Na = 0$), λ die Wellenlänge und a die beobachteten Galvanometerausschläge.

Tabelle 4.

ϑ	λ	a	ϑ	λ	a
2°30	260	160	3°50	221	27,5
2°40	253	143,6	4°	218	21,2
2°50	247	105,4	4°10	215	16,9
3°	242	77,9	4°20	212	10,7
3°10	237	59,5	4°30	210	8,15
3°20	232	52,6	4°40	207	5,2
3°30	229	41,1	4°50	204	3,4
3°40	225	33,8	5°	201	2,0

Zur Messung der Menge der ausgelösten Elektronen wurde ein Rohr folgender Art benutzt: In Fig. 3 bedeutet A das zu bestrahlende

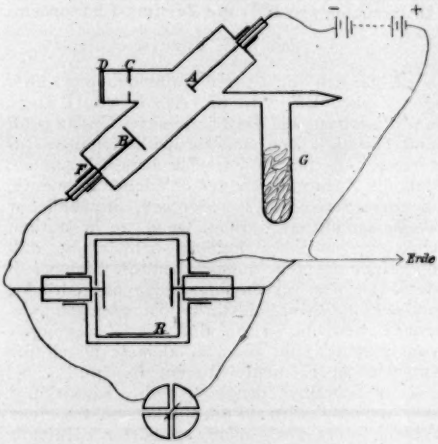


Fig. 3.

Blech, ein 2—3 mm breiter Metallstreifen, welcher isoliert eingeführt ist. C ist das Glimmerdiaphragma, welches denselben Zwecken wie in Fig. 1 dient. B ist die Auffangeelektrode, welche durch Bernstein gut isoliert ist. Auch hier ist das Ansatzrohr F, in dem das Bernsteinstück eingesiegelt ist, innen und außen versilbert, dient also als Schutzring. Durch die Quarzplatte D ist die Röhre verschlossen, und G ist wiederum das mit Kokosnußkohle gefüllte Ansatzrohr. Die ganze Vorrichtung wird wiederum derart in das Spektrometer eingefügt, daß das Blech A sich an der Stelle des Fadenkreuzes befindet. Vor dem Versuch wird das Rohr an der Ölpumpe bis auf Röntgenvakuum ausgepumpt und abgeschmolzen; während der Versuche wird das höchst erreichbare Vakuum durch Kühlen der Kokosnußkohle mit flüssiger Luft hergestellt. — Die Auffangeelektrode B ist durch einen Bronsonwiderstand [1]) zur Erde abgeleitet. Die Enden des Bronsonwiderstandes liegen an den beiden Quadrantenpaaren eines gut isolierenden Dolezalekschen Elektrometers.

Die in den folgenden Tabellen 5, 6 und 7 für verschiedene Metalle mitgeteilten Resultate lassen sich nicht untereinander vergleichen, da die Größe und Dicke der Platten nicht gleich gewählt war. Es kommt bei diesen Versuchen nur für jedes einzelne Metall auf die Änderung des photoelektrischen Effektes mit der Wellenlänge an. Es bedeuten in diesen Tabellen E_1 die Größe des photoelektrischen Effektes, E_2 die aus Tabelle 4 entnommene Größe der Energie an der betreffenden Stelle des Spektrums und $\frac{E_1}{E_2}$ den Quotienten dieser beiden Größen. Untersucht wurden Platten aus Zink, Kupfer und Platin. Die Kupferplatte I ist mit Schmirgelpapier geputzt, die Kupferplatte II sehr gut auf Hochglanz poliert, und zwar absichtlich durch Anwendung von Politurmitteln.

Tabelle 5.

ϑ	λ	Zink		
		E_1	E_2	$\frac{E_1}{E_2}$
2°30	260	14,0	160	0,088
2°50	247	16,5	105,3	0,156
3°	242	18,0	77,9	0,31
°20	232	22,5	52,6	0,427
°30	229	26,0	41,1	0,633
°40	225	27,5	38,3	0,815
°50	221	28,5	27,5	1,035
4°	218	30,0	21,2	1,41
°10	215	29,0	16,9	1,715
°20	212	25,0	10,6	2,36
°30	210	21,5	8,15	2,64
°40	207	15,0	5,2	2,9
°50	204	12,0	3,44	3,53

Tabelle 6.

ϑ	λ	Kupfer I			Kupfer II		
		E_1	E_2	$\frac{E_1}{E_2}$	E_1	E_2	$\frac{E_1}{E_2}$
3°	242	8,0	77,9	0,102	39	77,9	0,5
3°20	232	15,0	52,6	0,282	111	52,6	2,15
3°30	229	21,0	41,1	0,515	151	41,1	3,68
°40	225	31,0	33,8	0,915	213	33,8	6,3
°50	221	36,0	27,5	1,31	243	27,5	8,84
4°	218	45,5	21,2	2,22	267	21,2	12,6
°10	215	53,0	16,9	3,13	255	16,9	15,2
°20	212	56,0	10,6	5,28	235	10,6	22,1
°30	210	53,0	8,15	6,5	191	8,15	23,4
°40	207	49,0	5,2	9,45	—	5,2	—
°50	204	38,0	3,43	11,05	89	3,43	25,8
5°	201	32	2,0	16,0	61	2,0	30,5

1) Howard L. Bronson, Sill. Journ. (4) 19, 185—187, 1905; s. auch Erich Ladenburg, l. c.

Tabelle 7.

ϑ	λ	Platin		
		E_1	E_2	$\frac{E_1}{E_2}$
2°30′	260	3,5	160	0,022
3°0′	242	10,1	77,9	0,127
°10′	237	13,2	59,5	0,222
°20′	232	16,4	52,6	0,312
°30′	229	18,1	41,1	0,44
°40′	225	23,0	33,8	0,68
°50′	221	24,6	27,5	0,9
4°0′	218	29,0	21,2	1,36
°10′	215	31,2	16,9	1,84
°20′	212	32,8	10,6	3,1
°30′	210	30,8	8,15	2,8
°40′	207	26,5	5,2	5,1
°50′	204	22,2	3,43	6,45
5°0′	201	18,0	2,0	9,0

Eine Betrachtung dieser Tabelle zeigt, daß die Abhängigkeit des photoelektrischen Effektes von der Wellenlänge für alle Metalle eine fast gleiche ist. Es zeigt sich ein Maximum zwischen $\lambda = 218$ und $\lambda = 212\ \mu\mu$. Die Größe des photoelektrischen Effektes, bezogen auf gleiche auffallende Lichtmenge, als Funktion der Wellenlänge, zeigt dagegen bis $\lambda = 201\ \mu\mu$ ein fortwährendes, nach den kürzeren Wellenlängen immer stärker werdendes Anwachsen.

Fig. 4 gibt für Platin die Resultate in Kurven wieder. Die Kurven für die anderen untersuchten Metalle sind analog.

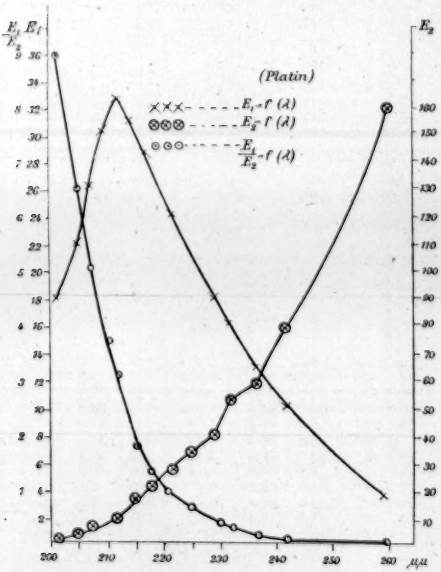


Fig. 4.

Die wichtigsten Resultate der vorliegenden Arbeit sind kurz folgende:

1. Die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen ist der Schwingungszahl des auslösenden Lichtes proportional.

2. Der photoelektrische Effekt, bezogen auf gleiche auffallende Lichtmenge, steigt mit abnehmender Wellenlänge bis $\lambda = 201\ \mu\mu$ an, und zwar immer stärker, zu je kürzeren Wellen man übergeht.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, August 1907.

(Eingegangen 10. August 1907.)

Untersuchungen über die Zeeman-Phänomene.

Von J. E. Purvis.

Unter den wichtigeren Untersuchungen über den Zeeman-Effekt ist die Arbeit von Runge und Paschen, die das Prestonsche Gesetz prüft und bestätigt, von außerordentlich hohem Interesse. Die beiden Forscher haben bewiesen, daß die Spektrallinien verschiedener Elemente, die dem Seriengesetz gehorchen, in ähnlicher Weise modifiziert werden, wenn sie in starken elektromagnetischen Feldern schwingen; daß die Komponenten entsprechender Linien, in der Skala der Schwingungszahlen ausgedrückt, bei der gleichen Feldstärke die gleichen Abstände besitzen, sowie daß die Zerlegungen vom selben Typus bis aufs kleinste Detail für verschiedene Elemente übereinstimmen.[1])

Der Schreiber dieses hat die Einwirkung sehr starker Felder auf die Funkenspektra einer Anzahl bisher noch nicht studierter Elemente untersucht; ausführliche Details sind bereits publiziert worden.[2])

Von keinem dieser Metalle war bisher ein Seriengesetz nachgewiesen worden; die Untersuchungen zeigten neben anderen Tatsachen, daß da Linien verschiedener Elemente vorhanden waren, die in gegenseitige Beziehung gebracht und in Gruppen eingeteilt werden können, die die gleichen allgemeinen Eigenschaften besitzen.

Das will besagen, es waren Linien vorhanden, die in Komponenten zerlegt wurden, deren äußere Erscheinung wesentlich dieselbe war, nicht nur in der Intensität, Ausdehnung oder Schärfe, wie vielmehr auch in ihrem Polarisationszustand und entsprechenden Werten von $d\lambda/\lambda^2$, vorausgesetzt, daß man sie in derselben Skala der Schwingungszahlen ausdrückte.

1) Astrophys. Journ. **15**, 235, 333 und **16**, 123.
2) Trans. Camb. Phil. Soc. **20**, No. 8, 193, Proc. Camb. Phil. Soc. (6) **13**, 325; (1) **14**, 41; (3) **14**, 217.

Das bei diesen Untersuchungen benutzte Spektroskop war das von Herrn Professor Liveing mit einem Konkavgitter von 21 Fuß; das Spektrum zweiter Ordnung wurde für Linien benutzt, deren Wellenlängen um λ 3480 lagen und sich ins Ultraviolett erstreckten, das Spektrum erster Ordnung bei Wellenlängen unterhalb λ 3480. Es wurde eine beträchtliche Anzahl von Linien eines jeden Metalls untersucht und die Abstände der Komponenten von denjenigen Linien gemessen, die nach einer maximalen Exposition von 30 Minuten auf der photographischen Platte gut markierte Bilder hinterließen. Die meisten der Linien wurden Triplets und zeigten verschiedenartige Typen ihrer Komponenten. Einige der Komponenten waren diffus, während wieder andere scharf und gut ausgebildet waren. In der Regel war die mittlere Komponente mindestens doppelt so stark als eine der anderen; bisweilen waren die 3 Komponenten gleich stark, während vereinzelt die beiden äußeren scharf und stark waren, die mittlere aber schwach und diffus. Die Komponenten der stärksten Linien waren für gewöhnlich nicht die am weitesten getrennten; die schwächeren Linien gaben viel größere $d\lambda$-Werte als die stärkeren. Ferner waren die Werte von $d\lambda/\lambda^2$ für die Komponenten von einigen der Triplets einfache Multipla der Werte anderer.

In diesem Auszug ausführliche Details der Untersuchung zu geben, ist nicht möglich, der Autor verweist auf die Originalarbeiten. Ein Bericht über die wichtigeren Ergebnisse soll jedoch jetzt gegeben werden.

In den folgenden Zeilen bedeutet λ die Wellenlänge der ungestörten Linie, die $d\lambda$-Beträge sind weggelassen; die Werte $d\lambda/\lambda^2$ sind auf die gleiche Skala der Schwingungszahlen bezogen. Ein + Zeichen bedeutet, daß die Komponenten auf der Seite der größeren, ein — Zeichen, daß sie auf der Seite der kürzeren Wellenlänge liegen; die Buchstaben s und p bedeuten, daß die elektrischen Vektoren der polarisierten Komponenten senkrecht resp. parallel zu den Kraftlinien sind.

Vanadin. Die Linien 4123,7 und 4109,98 wurden in sechs Komponenten geteilt. Der Allgemeineindruck war der von zwei starken, nach Innen gelegenen Linien, die an den inneren Rändern diffuser als an den äußeren waren, sowie von zwei außerordentlich schwachen Linien. Bei der Untersuchung mittels des Kalkspates teilten sich die beiden starken, inneren Komponenten noch weiter.

Es hat den Anschein, als ob die senkrecht schwingenden Komponenten in einfacher Weise durch das Verhältnis 1 : 3 miteinander verbunden sind.

Die Linien 2934.48, 2903,2 wurden in fünf Komponenten gespalten; von diesen waren drei — parallel schwingend — sehr schmal und scharf und zwei — senkrecht schwingend — sehr viel breiter und diffuser.

λ	$d\lambda/\lambda^2$	λ	$d\lambda/\lambda^2$
4123,70	+3,60 s +1,25 s +1,03 p 0 −1,03 p −1.25 s −3,74 s	4109,98	+3,65 s +1,25 s +1,03 p 0 −1,03 p −1,24 s −3,70 s

λ	$d\lambda/\lambda^2$	λ	$d\lambda/\lambda^2$
2934,48	+3,21 s +1,63 p 0 p −1,58 p −3,17 s	2903,40	+3,16 s +1.50 p 0 p −1,60 p −3,19 s

Zwischen den Komponenten dieser Linien besteht eine einfache numerische Beziehung.

Die Linien 4400,8 und 4116,7 werden ebenfalls in fünf Komponenten gespalten, jedoch schien eine einfache Beziehung zwischen ihnen nicht zu bestehen.

Die Linien 4444,2, 3696,0 wurden in vier Komponenten gespalten, von diesen waren die beiden in der Mitte gelegenen stärker und schärfer als die beiden äußeren.

λ	$d\lambda/\lambda^2$	λ	$d\lambda/\lambda^2$
4441,42	+3,12 s +1,13 p 0 −1,13 p −3,12 s	3696,0	+3,08 s +1,22 p 0 −1,22 p −3,05 s

Die Linien 4441,9, 4438,08, 4436,34, 4421,82, 4416,63, 3692,38 und 3013,12 wurden gleichfalls in vier Komponenten gespalten, jedoch schienen sie in keiner Beziehung zueinander zu stehen.

Die folgenden Linien wurden nur dann in vier Komponenten zerlegt, wenn man mittels des Kalkspats die sich überlagernden trennte. Von je drei Gruppen sind die Komponenten vergleichbar.

$d\lambda$	$d\lambda/\lambda^2$	$d\lambda$	$d\lambda/\lambda^2$	$d\lambda$	$d\lambda/\lambda^2$
3977.88	+1,79 s +1,05 p 0 −1,05 p −1,79 s	3890.35	+1,73 s +1,17 p 0 −1,17 p −1,73 s	3813,63	+1,71 s +1,14 p 0 −1,14 p −1,71 s
3298,89	+1,46 s +1,04 p 0 −1,04 p −1,46 s	3202,50	+1,45 s +1,05 p 0 −1,05 p −1,45 s	3126,31	+1,45 s +1,13 p 0 −1,13 p −1,45 s

Noch andere Linien waren vorhanden, die durch den Kalkspat in vier Komponenten zer-

legt wurden, jedoch schien zwischen den Komponenten der getrennten Linien eine einfache Beziehung nicht vorhanden zu sein.

Die Linien 4003,12, 3808,7 3198,09, 3133,48 waren mehr bemerkenswert. Der Augenschein läßt zwei Komponenten erkennen, deren äußere Ränder stärker und schärfer sind als die inneren. Bei Untersuchung mittels des Kalkspats trennten sie sich in Triplets, von denen die beiden äußeren Komponenten schmäler und stärker waren als die mittlere; die ersteren schwangen parallel, die diffuse innere senkrecht zu den Kraftlinien.

Es ist von Interesse, auch darauf hinzuweisen, daß die beiden äußeren Komponenten des Triplets von 2884,91 stärker und weiter waren als die mittlere und daß auch die beiden äußeren parallel, dagegen die innere senkrecht zu den Kraftlinien schwang.

Die Linien, die sich in Triplets teilten, waren sehr zahlreich und viele von ihnen können zusammen klassifiziert werden. Die Vergleichung kann nicht so streng wie bei den Linien sein, die in mehr als drei Komponenten gespalten werden. Wenn jedoch die normalen, nicht beeinflußten Linien von gleicher Intensität sind, ihre Komponenten für $d\lambda/\lambda^2$ gleichartige Werte besitzen, wenn sie ferner ein gleichartiges Aussehen zeigen und gleichartige Polarisationszustände, so kann nur wenig Zweifel bestehen, daß derartige Linien sehr wohl klassifiziert und miteinander in Beziehung gebracht werden können. Unter den Triplets des Vanadins waren eine große Anzahl, die auf diese Weise miteinander verglichen werden können.

Platin und Iridium. Die meisten Linien dieser beiden Metalle waren schwach und nur einige wenige waren genügend stark, um die getrennten Komponenten messen zu können. Die Platinlinie 3408,3 wurde in vier Komponenten gespalten, die den oben beschriebenen Vanadinlinien 3298,89, 3202,50, 3126,31 vergleichbar waren.

λ	$d\lambda/\lambda^2$
Pt. 3408,3	+1,44 *s* +1,05 *p* 0 −1,05 *p* −1,44 *s*

Mehrere Platin- und Iridiumlinien waren vorhanden, die in ähnlicher Weise klassifiziert und miteinander verglichen werden konnten.

Palladium, Rhodium und Ruthenium. Die Untersuchung dieser Gruppe von seltenen Metallen ergab ähnliche Resultate. Die Typen waren nicht so mannigfaltig wie bei den anderen Elementen, verschiedene Palladium- und Rhodiumlinien waren leicht zu vergleichen. Zum Beispiel wurden die Linien *Pd* 3460,4 und *Rh* 3502,7; und *Pd* 3258,7 und *Rh* 3474,7 in vier Komponenten gespalten und waren diese hinsichtlich ihres Äußeren und ihrer Werte vergleichbar.

λ	$d\lambda/\lambda^2$	Relative Intensität der Komponenten	λ	$d\lambda/\lambda^2$	Relative Intensität der Komponenten
Pd 3460,4	+2,19 *s*	4	*Rh* 3502,7	+2,08 *s*	4
	+1,05 *p*	2		+0,95 *p*	2
	0			0	
	−1,05 *p*	2		−0,95 *p*	2
	−2,19 *s*	4		−2,08 *s*	4
Pd 3258,7	+2,24 *s*	3	*Rh* 3474,7	+2,21 *s*	3
	+0,84 *p*	3		+0,82 *p*	3
	0			0	
	−0,84 *p*	3		−0,82 *p*	3
	−2,25 *s*	3		−2,22 *s*	3

Die Rhodiumlinien 3461,9 und 3280,4 wurden auch in vier Komponenten gespalten, mit dem Vorstehenden schienen sie jedoch in keiner Beziehung zu stehen. Die $d\lambda/\lambda^2$-Werte der Komponenten von 3280,4 zeigen das Verhältnis 1:3.

λ	$d\lambda/\lambda^2$	Relative Intensität der Komponenten	λ	$d\lambda/\lambda^2$	Relative Intensität der Komponenten
3461,9	+1,02 *s*	6	3280,4	+1,86 *s*	3
	+0,87 *p*	3		+0,62 *p*	3
	0			0	
	−0,87 *p*	3		−0,62 *p*	3
	−1,02 *s*	6		−1,85 *s*	3

Verglich man die Linien der drei Metalle getrennt, so fanden sich unter den Triplets eine Anzahl, die sich dadurch klassifizieren ließen, daß sie dasselbe Aussehen der Komponenten besaßen, dieselbe Polarisation und identische Werte von $d\lambda/\lambda^2$. Wurden die drei Metalle miteinander verglichen, so ergaben sich unter den zu Triplets werdenden Linien ähnliche Beziehungen.

Auch waren die Verschiebungen der Komponenten von einigen der zerteilten Linien einfache Multipla untereinander, Beispiele dafür sind die oben beschriebenen Linien *Pd* 3460,4 und *Rh* 3502,7 (Verhältnis 1:2). Ferner fanden sich Beispiele dafür, daß die $d\lambda/\lambda^2$-Werte der Komponenten einiger Linien Multipla der Werte anderer Linien waren.

Titan, Chrom und Mangan. Eine große Zahl von Linien dieser drei Metalle wurde gemessen; nur die wichtigeren Resultate können hier erwähnt werden.

Die Titanlinien 4314,98 und 3072,17; 4302,18 und 3236,25; 3388,00 und 3152,42 wurden in vier gespalten und ließen sich jedesmal zwei Gruppen miteinander vergleichen.

λ	$d\lambda/\lambda^2$	λ	$d\lambda/\lambda^2$
4314,98	+2,14 s +0,76 p 0 −0,76 p −2,14 s	3072,17	+2,12 s +0,83 p 0 −0,83 p −2,12 s
4302,18	+1,81 s +0,90 p 0 −0,90 p −1,81 s	3236,25	+1,87 s +0,84 p 0 −0,84 p −1,87 s
Das Verhältnis dieser Zahlen ist 1 : 2.			
3388,00	+2,40 s +1,10 p 0 −1,10 p −2,40 s	3152,42	+2,31 s +1,02 p 0 −1,02 p −2,31 s

Auch λ 3380,4 ergab Zahlen, die mit 3888,0 und 3152,42 vergleichbar sind.

λ	$d\lambda/\lambda^2$
3380,40	+2,27 s +1,19 p 0 −1,19 p −2,27 s

Die Linien 3321,85, 3315,47, 3278,42, 3272,23, 3271,8, 3117,8, 3105,21, 3706,41, 3624,99 wurden ebenfalls in Quadruplets geteilt und sind die Werte von $d\lambda/\lambda^2$ vielfach einfache Multipla einander.

Die Titanlinie 3252,03 wurde in sechs gleich starke und gleich scharfe Komponenten gespalten.

λ	$d\lambda/\lambda^2$	
3252,03	+2,82 s +1,40 p +0,47 p 0 −0,47 p −1,40 p −2,82 s	Diese Zahlen stehen in dem Verhältnis 1 : 3 : 6.

Unter der großen Zahl von Linien, die in drei Komponenten gespalten wurden, befanden sich einige, die bezüglich ihres Äußeren und ihrer $d\lambda/\lambda^2$-Werte gleichartig erschienen; die $d\lambda/\lambda^2$-Werte für die Komponenten einiger Linien waren einfache Multipla von denen anderer Linien. Titan hat eine Anzahl bandenähnlicher Linien, die an den Rändern größerer Brechbarkeit schärfer waren, schwach und diffus an denen geringerer Brechbarkeit. Im Magnetfelde wurden sie schärfer, dichter und die stärksten wurden in diffuse Triplets geteilt.

Chrom. Die Linie 2866,8 wurde in acht Komponenten gespalten.

λ	$d\lambda/\lambda^2$	
2866,8	+3,16 s +2,03 s +1,65 p +0,92 s 0 −0,92 s −1,65 p −2,03 s −3,16 s	Die beiden parallel schwingenden Komponenten waren stärker als die senkrecht schwingenden, sie waren jedoch ihrerseits gleich stark. Von den senkrecht schwingenden waren die beiden mittleren die stärksten. Es besteht eine einfache numerische Beziehung zwischen den Komponenten, zum Beisp.: 3,16 : 1,65 = 2 : 1 und 2,03 : 0,92 = 2 : 1.

Die Linien 2855,73 und 2757,75 wurden in sechs Komponenten gespalten, jedoch nur bei der Analyse mittels des Kalkspats.

λ	$d\lambda/\lambda^2$	λ	$d\lambda/\lambda^2$
2855,73	+2,14 s +0,85 s +0,64 p 0 −0,64 p −0,85 s −2,14 s	2757,75	+2,11 +0,85 +0,67 0 −0,67 −0,85 −2,11

Der Allgemeineindruck der Komponenten war ein durchaus gleichartiger, auch sind die $d\lambda/\lambda^2$-Werte vergleichbar.

Die Linie 3147,23 wurde ebenfalls in sechs Komponenten gespalten, jedoch waren die $d\lambda/\lambda^2$-Werte mit den letztgenannten nicht vergleichbar.

λ	$d\lambda/\lambda^2$	
3147,23	+2,32 s +1,62 s +0,75 p 0 −0,75 p −1,62 s −2,46 s	Die Werte von $d\lambda/\lambda^2$ stehen in dem einfachen Verhältnis 1 : 2 : 3.

Die Linien 3403,47 und 3340,03 und 3422,92 und 3258,64 wurden in vier Komponenten gespalten; die beiden letzten konnten nur bei der Kalkspatanalyse gesehen werden.

λ	$d\lambda/\lambda^2$	λ	$d\lambda/\lambda^2$
3403,47	+2,46 s +1,26 p 0 −1,26 p −2,46 s	3340,03	+2,68 s +1,30 p 0 −1,30 p −2,68 s
Hier besteht zwischen diesen Zahlen das einfache Verhältnis 1 : 2.			
3422,92	+1,19 s +0,62 p 0 −0,62 p −1,19 s	3358,64	+1,15 s +0,57 p 0 −0,57 p −1,15 s
Auch zwischen diesen Zahlen ist das Verhältnis 1 : 2.			

Die Linien 3433,5, 3382,82, 3342,78, 3209,3, 3197,22, 3136,81, 2865,22, 2862,62, 2859,0, 2751,91, 2750,78, 2749,01, 2743,67 wurden alle in vier Komponenten gespalten, jedoch ergaben sie verschiedene Typen. So waren beispielsweise die der Linien 2859,0 und 2751,91 scharf und schmal, die beiden äußeren nur wenig schwächer als die beiden mittleren. Die dritte für am wenigsten brechbar zu haltende Komponente der Linie 3209,3 war stärker als die zweite, und die vierte ein wenig stärker als die erste. Beträge und Polarisationszustand der Komponenten waren:

λ	$d\lambda/\lambda^2$	
3209,3	+2,20 *s* +0,77 *p* 0 −0,77 *p* −2,20 *s*	Der Polarisationszustand der Komponenten ist anomal.

Was die Linie 3433,5 anbelangt, so fanden sich Andeutungen von zwei äußeren Komponenten, beim Einschalten des Kalkspats waren diese jedoch vollkommen unsichtbar. Die Meßergebnisse waren:

λ	$d\lambda\lambda^2$	
3433,5	+1,16 *p* +0,81 *s* 0 −0,81 *s* −1,16 *p*	Der anomale Polarisationszustand der Komponenten ist bemerkenswert.

Eine große Anzahl Linien waren vorhanden, die in Triplets geteilt wurden; unter diesen befanden sich einige, die hinsichtlich des Aussehens ihrer Komponenten sowie der $d\lambda/\lambda^2$-Werte gleichartig erschienen und denselben Polarisationszustand aufwiesen.

Die beiden äußeren Komponenten der Linien 3394,72, 3128,82 und 2873,91 waren scharf und stark, die mittlere schwach und diffus; die beiden äußeren schwangen parallel zu den Kraftlinien, die mittlere dagegen senkrecht; es sind das vom normalen Typus durchaus abweichende Phänomene.

Mangan. Die Linien 3488,8, 3482,9 und 3473,9 wurden Quadruplets, die äußeren Komponenten der beiden ersten waren jedoch zu schwach, um gemessen werden zu können. Für die Komponenten der Linie 3473,9 ergab sich, daß die $d\lambda/\lambda^2$-Werte einfache Multipla untereinander bildeten.

λ	$d\lambda/\lambda^2$	
3473,9	+3,13 *s* +1,51 *p* 0 −1,51 *p* −3,13 *s*	Das Verhältnis dieser Zahlen ist 1 : 2.

Unter den Triplets befanden sich eine Anzahl Linien, die miteinander verglichen und in Gruppen eingeteilt werden konnten, deren Komponenten gleiches Aussehen, gleiche Polarisation und $d\lambda/\lambda^2$-Werte aufwiesen. Als Beispiele mögen die Linien 4783,6, 4033,1 und 2939,3 dienen.

λ 4783,6	λ 4033,1	λ 2939,3	
+2,71 *s* 0 *p* −2,71 *s*	+2,72 *s* 0 *p* −2,73 *s*	+2,70 *s* 0 *p* −2,72 *s*	Die Komponenten waren scharf und klar.

Anderseits waren die Komponenten der Linien 4035,9 und 4018,4 diffuser als die vorhergehenden, sie waren jedoch untereinander sehr ähnlich.

λ 4035,9	λ 4018,4
+2,18 *s* 0 *p* −2,16 *s*	+2,05 *s* 0 *p* −2,03 *s*

Blei, Zinn, Antimon, Wismut und Gold. Die Linien der vier ersten Metalle waren sehr diffus und undeutlich; die schnelle Oxydation der Elektroden rief eine unregelmäßige Entladung hervor, so daß die Bilder niemals die gleiche scharfe Umrandung besaßen wie bei anderen Metallen. Außerdem können noch einige Zweifel bei der Unterscheidung zwischen den gewöhnlichen Umkehrungen und den durch das Feld hervorgerufenen Trennungen bestehen. Der Metalldampf trat in einer zur Polverbindungslinie senkrechten Richtung aus und die dabei mögliche Erzeugung von Umkehrungen würde der deutlichen Trennung der vom Feld allein stammenden Linien Eintrag tun.

Runge und Paschen haben gezeigt, daß die Komponenten einiger der Linien in den Haupt- und Nebenserien von *Na, Cu, Ag, Al, Tl, Mg, Ca, Sr* und *Ba* demselben Typus angehören.[1]) Der Verfasser hat die Trennung der Komponenten der Quadruplets von den Linien *Cu* 3274 und *Ag* 3383 gemessen und hat sie mit einigen der zerteilten Linien von *Pb, Sb* und *Au* verglichen.

Die Linien *Cu* 3274 und *Ag* 3383 der Hauptserien wurden in vier Komponenten gespalten, der Typus, die Intensität, die Polarisation und die $d\lambda/\lambda^2$-Werte sind mit den gleichartigen Linien *Na, Al, Tl, Mg, Ca, Sr* und *Ba* genau vergleichbar. Die folgende Tabelle enthält einen Vergleich der vom Verfasser untersuchten Metalle; aus ihr ist ersichtlich, daß eine bestimmte Beziehung zwischen den Linien vorhanden ist, welche den Hauptserien des *Cu*

1) Astrophys. Journ. **16**, 123, 1902.

und *Ag* (und damit auch den des *Na*, *Al*, *Tl* usw.) angehören und denen von *Pb*, *Sb* und *Au*, die bis jetzt noch zu keinem Seriengesetz in Beziehung gebracht worden sind.

Cu 3274	*Ag* 3383	*Au* 3029,3	*Pb* 3740,1	*Pb* 2873,4	*Sb* 3722,9	*Sb* 3638	Mittel
+2,03	+2,05	+2,15	+2,00	+2,05	+2,21	+2,11	+2,08 *s*
+0,97	+0,96	+0,99	+0,95	+0,97	+1,01	+0,99	+0,98 *p*
0	0	0	0	0	0	0	0
−0,97	−0,96	−0,99	−0,95	−0,97	−1,01	−0,99	−0,98 *p*
−2,03	−2,05	−2,15	−2,00	−2,05	−2,21	−2,11	−2,03 *s*

Das Verhältnis dieser Zahlen ist innerhalb der Grenzen der Versuchsfehler 1 : 2. Die Tendenz dieser Metalle, Umkehrungen zu erzeugen, die Ausdehnung und Dichtigkeit der Komponenten von Linien hoher Brechbarkeit, verhinderten sehr genaue Messungen, so daß, obgleich die Komponenten der Linien von *Au* 2676, *Sb* 2668 und *Bi* 2989 obigen Quadruplets nicht unähnlich sind, die Werte von $d\lambda/\lambda^2$ nicht so genau vergleichbar sind.

Au 2676,1	*Sb* 2668,9	*Bi* 2989,1	Mittel
+1,95 *s*	+2,26 *s*	+1,99 *s*	+2,07 *s*
+1,06 *p*	+1,00 *p*	+0,82 *p*	+0,96 *p*
0	0	0	0
−1,06 *p*	−1,00 *p*	−0,82 *p*	−0,96 *p*
−1,95 *s*	−2,26 *s*	−1,99 *s*	−2,07 *s*

Anderseits waren da eine Anzahl Linien, die leicht vergleichbar sind, sowohl hinsichtlich der unbeeinflußten Linien, wie auch der geteilten. Z. B.:

Pb 4062,3	*Pb* 3639,7	*Sn* 3175,1	*Sn* 3009,2	*Sn* 3033	*Sn* 2840
+2,12 *s*	+2,07 *s*	+2,12 *s*	+2,00 *s*	+2,12 *s*	+2,00 *s*
0 *p*	0 *p*	0 *p*	0 *p*	0 *p*	0 *p*
−2,13 *s*	−2,04 *s*	−2,12 *s*	−2,02 *s*	−2,16 *s*	−2,02 *s*

Sn 2706,6	*Sb* 3029,9	*Bi* 4121,7	*Au* 3898	*Au* 2913,6	Mittel
+2,19 *s*	+1,95 *s*	+2,22 *s*	+2,17 *s*	+2,01 *s*	+2,08 *s*
0 *p*	0 *p*	0 *p*	0 *p*	0 *p*	0 *p*
−2,22 *s*	−2,00 *s*	−2,22 *s*	−2,12 *s*	+1,98 *s*	−2,08 *s*

Es ist auch von Interesse, darauf hinzuweisen, daß die Mittelwerte dieser Zahlen mit den Mittelwerten der entsprechenden Komponenten der Quadruplets vergleichbar sind.

Dann waren da noch andere Typen von Triplets, die leicht zu vergleichen waren. Zum Beispiel die Linien *Pb* 2823 und *Sn* 2850,6.

Pb 2823,2	*Sn* 2850,6	
+1,29 *s*	+1,30 *s*	Der Allgemeineindruck der Komponenten war ein durchaus gleichartiger.
0 *p*	0 *p*	
−1,29 *s*	−1,30 *s*	

Ebenfalls *Sb* 3231,6, *Bi* 2938,4, *Bi* 2898.

Sb 3231,6	*Bi* 2938,4	*Bi* 2898,08	
+1,76 *s*	+1,83 *s*	+1,74 *s*	Auch hier war das Aussehen der verschiedenen Komponenten sehr ähnlich.
0 *p*	0 *p*	0 *p*	
−1,76 *s*	−1,86 *s*	−1,78 *s*	

Desgleichen die beiden Goldlinien 3804,2 und 2748,3.

Au 3804,2	*Au* 2748,3
+2,18 *s*	+2,17 *s*
0 *p*	0 *p*
−2,21 *s*	−2,19 *s*

Die Wismutlinie 4722,8 wurde in sechs Komponenten zerlegt; die beiden parallel schwingenden Komponenten waren schärfer und stärker als die vier anderen; aber keine von ihnen war scharf.

λ	$d\lambda/\lambda^2$	
4722,80	+2,18 *s*	Es ist von einigem Interesse, diese Zahlen mit den Sextuplets zu vergleichen, die oben von den Chromlinien 2855,7 und 2757,7 erhalten wurden.
	+0,92 *s*	
	+0,65 *p*	
	0	
	−0,65 *p*	
	−0,92 *s*	
	−2,18 *s*	

Die *Sb*-Linie 2877,1 wurde in fünf Komponenten gepalten. Die beiden äußeren waren viel schwächer als die anderen; die mittlere war von den fünf die stärkste.

λ	$d\lambda/\lambda^2$	
2877,1	+2,22 *s*	Das Verhältnis dieser Zahlen ist 1 : 2, sie sind vergleichbar mit den Quadruplets von *Sb* 3722 und 3638. Auch wurde vorher bemerkt, daß Triplets gelegentlich vorhanden waren, deren Komponenten anomal polarisiert zu sein schienen. Es ist möglich, daß da fünf Komponenten waren wie bei *Sb* 2877,1 und daß die beiden äußeren zu schwach waren, um auf der Platte Bilder zu hinterlassen, als Resultat würde sich dann der Anblick eines Triplets mit anomaler Polarisation der Komponenten ergeben.
	+1,05 *p*	
	0 *s*	
	−1,05 *p*	
	−2,22 *s*	

Bezüglich weiterer Details der Untersuchung verweist der Autor auf seine Publikationen.

Somit beweisen die gewonnenen Resultate, daß Linien verschiedener Metalle vorhanden sind, die sich in verschiedenartige Komponenten spalten, deren Erscheinung wesentlich

die gleiche ist, nicht nur hinsichtlich ihrer relativen Intensität, sondern auch bezüglich der Polarisation und den in der gleichen Skala der Schwingungszahlen ausgedrückten Werten von $d\lambda/\lambda^2$. Und diese Verwandtschaft existiert 1. zwischen den Linien, die demselben Element angehören, 2. den Linien, die den Elementen derselben chemischen Familie angehören und 3. den Linien, die den am weitest getrennten Elementen angehören.

Schwer fällt es der Schlußfolgerung zu widerstehen, daß jene Tatsachen, im Sinne der Theorie einer korpuskularen Struktur, durch die Annahme gedeutet werden können, daß sie die Schwingungen gleichartiger Gruppen von Korpuskeln repräsentieren.

Es ist mein Wunsch, Herrn Professor Liveing für die Überlassung seines Spektroskops zu danken, desgleichen Herrn Professor Larmor für die rege Anteilnahme bei der Untersuchung.

Chemisches Universitätslaboratorium, Cambridge (England).

(Aus dem Englischen übersetzt von Richard Lucas.)

(Eingegangen 3. Juli 1907.)

Über den thermoelektrischen Detektor für elektrische Wellen, mit sehr hohem Kontaktwiderstand.[1])

Von L. W. Austin.

Werden zwei in der thermoelektrischen Spannungsreihe sehr entfernt stehende Metalle derart in Berührung gebracht, daß ihr Kontaktwiderstand genügend hoch ist und sind die Oberflächen der Metalle so beschaffen, daß vom Berührungspunkt Wärme nicht zu rasch fortgeleitet wird, so wird der Durchgang elektrischer Oszillationen durch die Berührungsstelle direkt elektromotorische Kräfte erzeugen, die mittels eines Galvanometers oder Telephons, im Zusammenhang mit dem Thermoelement, gemessen werden können. Das Prinzip ist außerordentlich einfach, jedoch zeigt die praktische Ausführung, daß nur sehr wenige Metallpaare vorhanden sind, die den Kontaktbedingungen genügen. Liefert die Berührung einen zu niedrigen Widerstand, so ist die Erwärmung ungenügend, ist der Kontakt zu lose wie beim Kohärer, so erfolgt die Einwirkung unregelmäßig und das Instrument ist weniger empfindlich.

Tellur schien wegen seiner extremen Stellung in der thermoelektrischen Reihe als eines der Metalle passend zu sein und wurde dieses im Verein mit einer großen Zahl anderer Metalle geprüft. Günstige Resultate wurden mit einigen der leichter oxydierbaren Metalle wie auch mit Kohlenstoff erzielt, jedoch erfolgte bei allen diesen das Funktionieren unregelmäßig, auch war die Anordnung schwierig. Schließlich wurde Aluminium gewählt, da sich dieses nicht nur als das empfindlichste wie vielmehr auch als das zuverlässigste unter den gewöhnlichen Metallen bewährte. Auch Silicium erwies sich als durchaus genügend.

Das Instrument ist in drei Formen ausgeführt worden. Die erste findet sich in Fig. 1

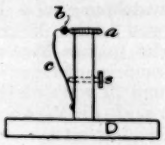


Fig. 1.

dargestellt. D ist ein Halter aus Hartgummi, am Ende des lotrechten Teils desselben ist das zugespitzte Aluminiumstäbchen a montiert. b ist eine kleine Kugel aus Tellur, die an der Spitze eines kleinen, am Ende der Feder c angelöteten Stückchens Platindraht angeschmolzen ist. Die Innigkeit der Berührung zwischen a und b wird durch die Schraube s reguliert. Eine zweite Form wurde gleichfalls hergestellt; das Aluminium hat hier die Form eines Stabes, dieser ist in Träger eingelassen und wird mittels einer Winde in langsame Rotation versetzt. Das Tellur wird wie vordem durch eine Feder angepreßt. Der ständig wechselnde Berührungspunkt scheint die Bedingungen mehr konstant zu halten und beseitigt außerdem die Notwendigkeit einer Wiedereinstellung, selbst wenn schwere atmosphärische Entladungen hindurchgegangen sind. Die Empfindlichkeit ist bei beiden Apparaten ungefähr die gleiche. Da gewisse Teile der Telluroberfläche empfindlicher als andere zu sein scheinen, so erscheint es wünschenswert, den Berührungspunkt verstellbar zu haben.[1])

Ein zwischen dem thermoelektrischen Empfänger und den wohlbekannten elektrolytischen Typen angestellter Vergleich, — ein Vergleich, der sich auf sieben Monate erstreckte, einschließlich von Fernversuchen — zeigte, daß sich ersterer an Empfindlichkeit sehr wohl mit den letzteren vergleichen läßt, daß er im Durchschnitt nur um ein geringes unempfindlicher ist

1) Kurz beschrieben in einem Briefe an die Electrical World **48**, 924, 1906. Unabhängig davon wurde von G. W. Pickard, Electrical World **48**, 1003, 1906 ein ähnlicher Detektor, bei dem Silicium und Kupfer verwendet wird, ersonnen.

1) Eine dritte Form, bei der die Kontaktmetalle Tellur und Silicium sind und die analog ausgeführt ist, scheint in mancher Hinsicht noch besser als die anderen zu sein.

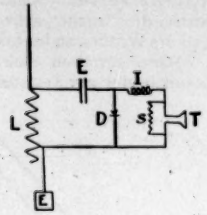


Fig. 2.

als der Wollastonesche Drahtelektrodentypus, dagegen empfindlicher als der Typus der kleinen, in Glas eingeschmolzenen Platinelektrode. Die Vergleiche wurden nach der Telephonnebenschlußmethode ausgeführt, bei der die Stärke der Signale durch die Kleinheit des Nebenschlusses s (Fig. 2) gemessen wird, der, am Telephon angebracht, völlige Ruhe daselbst hervorbringt. Die hierbei benutzten Telephone hatten den gewöhnlichen Typus und besaßen ungefähr einen Widerstand von 1200 Ohm.

In den Figuren bedeutet L die Induktion, D den Detektor, E einen Kondensator von ungefähr 0,05 m. E., um die ringsherum durch die Induktion fließenden Thermoströme zu verhindern, T ist das Telephon und $\mathcal{J}$ (Fig. 2) eine Dämpfungsspule, um die Oszillationen zu verhindern, die durch den Telephonkreis strömen, wenn der Nebenschluß s geschlossen ist, B (Fig. 3) ist ein abgestimmter Kondensator.

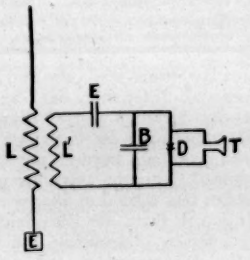


Fig. 3.

Experimente wurden auch mit Wechselströmen von 120 Perioden ausgeführt und abwechselnd von einem Potentialgefalldrahte verschiedene Potentialdifferenzen an den Detektor gelegt. Die direkten Stöme wurden mittels eines d'Arsonval-Galvanometers gemessen, das eine Empfindlichkeit von ungefähr $1 \cdot 10^{-9}$ Ampere pro Millimeter der Skala besaß. Die Resultate gibt die folgende Tabelle wieder:

2) Die Kontaktoberflächen sind häufig mit Petroleum zu reinigen.

Volt a. c.	Galvanometerablenkungen mm
0,015	210
010	105
007	50
005	25
002	5
001	1

Der Widerstand des Detektors variiert zwischen 1000 und 3000 Ohm bei empfindlichen Bedingungen, so daß der Wechselstrom, welcher einer Ablenkung von 1 mm entspricht, zwischen $1 \cdot 10^{-8}$ und $3 \cdot 10^{-7}$ Ampere liegt.

In Anbetracht seines hohen Widerstandes wird der Detektor, beim Arbeiten mit Strömen hoher Frequenz, nicht direkt in den Oszillationskreis gelegt, sondern in den Nebenschluß, wie dies die Fig. 2 und 3 zeigen.

Washington, D. C.

(Aus dem Englischen übersetzt von R. Lucas.)

(Eingegangen 27. Juli 1907.)

Studien zum Barretter.

Von K. E. F. Schmidt.

Die folgende Arbeit stellt sich die Aufgabe, eine möglichst eingehende Kenntnis des Barretters[1]) zu gewinnen, um diejenige Anordnung zu erhalten, bei der die Meßeinrichtung ihre größte Sicherheit und Empfindlichkeit aufweist.

Nachdem ich im Sommer 1906 durch orientierende Vorversuche[2]) mir über die zu untersuchenden Fragen klar geworden war, habe ich meinen Assistenten Herrn Joh. Rautenkrantz veranlaßt, in meinem Laboratorium ausführliche Messungen für Schaffung der nötigen Grundlagen auszuführen. Herr Rautenkrantz hat sich dieser Aufgabe mit großer Sorgfalt und gutem Geschick gewidmet; ich möchte ihm dafür meinen verbindlichsten Dank an dieser Stelle aussprechen.

Ich verwende zu meinen Arbeiten über schnelle elektrische Schwingungen verschiedene Arten der Barretter:

Barretter mit geringer Empfindlichkeit aus 0,02 mm ⌀ Platindraht,

1) Von befreundeter Seite ist die Übernahme des von Fessenden benutzten Namens „Barretter“ für das kleine hier behandelte Hitzdrahtinstrument in der weiter beschriebenen Brückenanordnung beanstandet. Ich möchte vorschlagen, das kurze und bezeichnende Wort beizubehalten; es ist dem Französischen entlehnt, wo la barrette (technolog.) ein dünnes Metallstäbchen, wie es in der Feinmechanik verwendet wird, bezeichnet. Jedenfalls ist es nicht angebracht, das Wort Bolometer für diesen Apparat zu brauchen, da beim Bolometer spezifisch andere Vorgänge die Ursache für die Indikation bilden. Andererseits ist es auch nicht zweckmäßig, den Apparat Hitzdrahtinstrument zu nennen, da bei den so bezeichneten Instrumenten die Verlängerung des Drahtes zur Messung benutzt wird.

2) K. E. F. Schmidt, Beiträge zur Kenntnis d. Barretters, diese Zeitschr. 7, 642—644, 1906.

Barretter mit mittlerer Empfindlichkeit aus 0,003 mm Platindraht,

Barretter mit hoher und höchster Empfindlichkeit aus 0,003 mm bzw. 0,001[1]) mm Platindraht.

Die aus 0,003 mm und 0,001 mm Draht angefertigten Barretter werden mit einigen technischen Modifikationen nach dem Verfahren von Fessenden hergestellt; dieses ist Elektrotechnische Zeitschrift 1903, S. 589 beschrieben.

Nach vielen Hin- und Herversuchen gelingt es jetzt mit einer gewissen Sicherheit, Barretter auch aus Draht von 0,001 mm ⌀ in jeder gewünschten Form und Größe der Schleife herzustellen.

Fig. 1 stellt eine Form des hochempfind-

Fig. 1 Hochempfindliches Barretter, g Glasrohr, a Zuleitung, bb' Wollastondraht (im Vakuum), c abgeätzter Teil.

lichen Barretters dar. ab und $a'b'$ sind die in Glas eingeschmolzenen Zuleitungsdrähte aus Platin (ca. 0,3 mm ⌀) bcb' der in b und b' angelötete dünne Wollastondraht, dessen abgeätzter wirksamer Teil bei c liegt, umgeben von einem möglichst vollkommenen Vakuum, das durch die Wände des Glaszylinders g begrenzt ist.

In den bisher ausschließlich verwendeten Anordnungen hat man stets 2 Bolometer bzw. Barretter verwendet. Meine Versuche haben nun gezeigt, daß man den einen Barretter sehr wohl durch einen Widerstand aus Manganindraht ersetzen kann, wenn man den Barretter durch Eintauchen in ein Ölbad vor groben äußeren Temperaturschwankungen schützt. Hierdurch ersetzt man einen diffizilen Teil der Anordnung durch einen wenig der Zerstörung zugänglichen und schafft insofern übersichtlichere und reinlichere Verhältnisse, als nun die Widerstandsänderung nur in dem einen Zweig der Brückenanordnung vor sich geht.

1) Nach Angabe von Heraeus.

Diese „Ein-Barretter"-Schaltung ist ermöglicht durch die nicht sehr erheblichen Schwankungen des Widerstandes mit der äußeren Temperatur. Diese ergeben sich aus Fig. 2, welche die Resultate der zur Feststellung nötigen

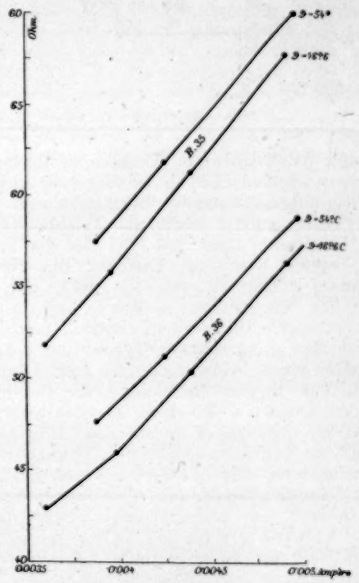


Fig. 2.
Änderung des Barretterwiderstandes mit der Temperatur bei verschiedenen Strombelastungen.

Messung an 2 Barrettern aus 0,003 mm Draht darstellt; Abszissen: Intensität des die Barretter durchfließenden Stromes i_B[1]), Ordinaten: zugehörige Widerstände w_B für $\vartheta = 16{,}6^0$ und 54^0. Die Änderung von w_B beträgt nur 0,087 bzw. 0,12 Proz. für 1^0 C Temperaturschwankung; bei den Barrettern aus 0,02 mm Platindraht ergab die Messung 0,26 Proz. für die gleiche Größe. Die Kurven lassen gleichzeitig die erhebliche Zunahme des Widerstandes mit wachsendem Brückenstrom erkennen; etwa 21 Proz. für $\Delta i = 0{,}001$ Am.

Die Schaltung der Brücke ist aus Fig. 3 ersichtlich. Der Zweig 1 im Prüfkreis enthält außer dem Barretter einen kleinen Widerstand

1) Benutzte Zeichen:
C = Kapazität,
L = Koeffizient der Selbstinduktion,
w = Widerstand (Index bezeichnet den Zweig),
i = Stromstärke,
$i_G = i$ im Galvanometer, w_G dessen Widerstand,
$i_B = i$ im Barretter untergelegter Gleichstrom des Brückenzweiges, w_B Widerstand des Barretters.

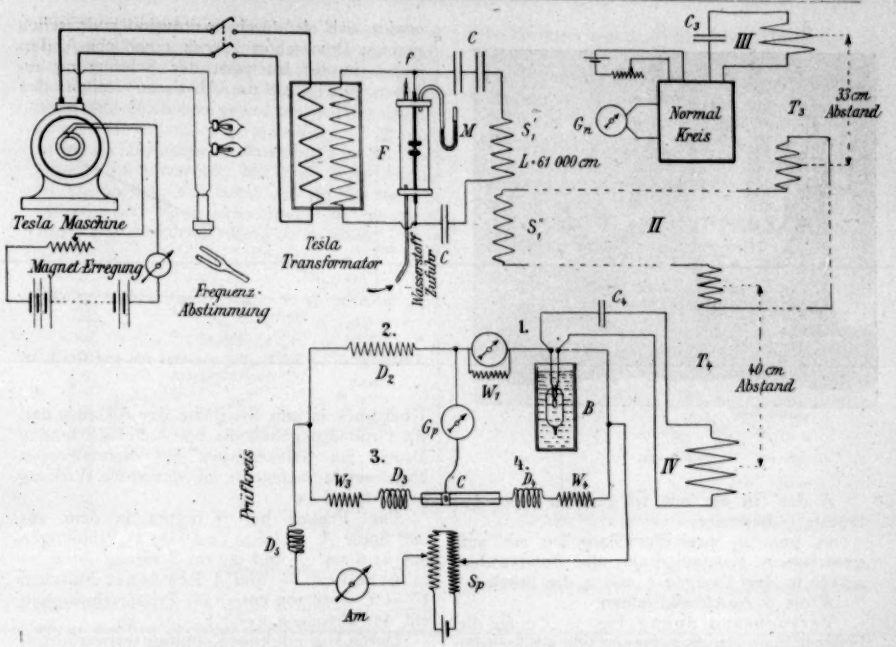


Fig. 3. Totalansicht einer Barretterkombination.

w_1 (ca. 1 Ω), zu dem parallel ein hochempfindliches Zeigergalvanometer behufs Einstellung und Messung von i_B liegt. Die in den Zweigen 2, 3 und 4 befindlichen Widerstände sind induktiv gewickelt, um als Drosselspulen für die schnellen Schwingungen zu wirken, so daß diese nur den dünnen Draht und nicht die anderen Brückenzweige durchfließen. 3 und 4 enthalten noch je einen Zusatzwiderstand w_3 und w_4 zum genaueren Ausgleich der Spulenwiderstände. Zwischen beiden Zweigen ist ein blanker Draht aus Manganin ausgespannt, auf dem der bewegliche Quecksilberkontakt C zum Galvanometer G_p der Brücke führt. Mit dieser Vorrichtung werden kleine Änderungen im Barretterwiderstand ausgeglichen und die 0-Lage der Brücke konstant gehalten.

Sämtliche Drosselspulen sind mit gleichem Wicklungssinn auf die gleiche Rolle von Holz gewickelt, als fünfte Spirale D_5 ist darüber eine in dem Batteriezweig angebrachte gelagert.

Die gesamte Brücke ist kompendiös auf ein Grundbrett montiert; über das Ganze ist ein kastenförmiger Deckel zu stülpen; sechs freiliegende Klemmen ermöglichen den Anschluß an den Meßkreis.

Für eine von mir benutzte Kombination (geringe Empfindlichkeit) gelten folgende Werte.

Widerstand des Hitzdrahtes im Barretter (für 0,01 Amp. Belastung)

$$w_B = 11{,}18\ \Omega.$$

Widerstand der Drosselspulen

1	8	Ω
2	20,2	„
3	13	„
4	13	„
5	30	„

Als Galvanometer benutze ich teils ein Zeigergalvanometer (Siemens & Halske) mit einer Voltempfindlichkeit $2{,}7 \times 10^{-5}$ Volt für 1 Skalenteil oder ein Spiegelgalvanometer mit variabler Empfindlichkeit. Der Batteriestrom wird durch einen Spannungsteiler Sp so reguliert, daß der Barretterstrom i_B seine günstigste Größe hat (Stromoptimum s. u.).

Fig. 3a gibt eine Totalansicht der Barretteranordnung:

D_5 die Rolle mit 5 Drosselspulen,

C der nach dem Galvanometer führende verstellbare Kontakt der Brücke,

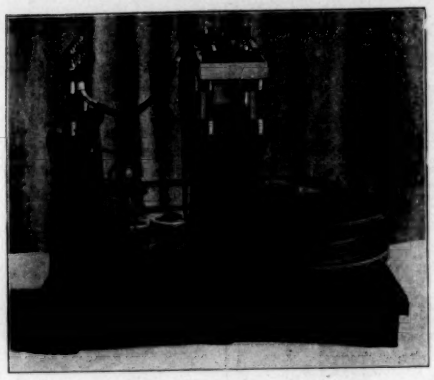


Fig. 3a.

B der [in ein mit Öl gefülltes Glas getauchte][1]) Barretter,

w_3 und w_2 zwei Porzellanrollen mit aufgewickeltem Manganindraht; die Zusatzwiderstände in den Zweigen 3 und 4 der Brücke,

K die 6 Anschlußklemmen.

Versuchsanordnung (Fig. 3). Um für die Untersuchung eine Schwingung von genügender Konstanz zu erzielen, wurde für den Barretter mit geringer Empfindlichkeit eine völlig in einen Glaskasten eingebaute Holtzsche Influenzmaschine zur Erzeugung der Funkenschwingung benutzt. Die Maschine war durch eine biegsame Achse direkt an einen kleinen Elektromotor gekuppelt, dessen Tourenzahl sehr konstant blieb und bequem reguliert werden konnte.

Für die Versuche mit dem Barretter hoher Empfindlichkeit wurde der Funken unter Zuhilfenahme einer Tesla-Maschine erzeugt; durch Konstanthalten des Erregerstromes und der Frequenz nach einer von mir früher[2]) angegebenen Methode und unter Benutzung eines in Wasserstoffumgebung übergehenden Funkens F von etwa 2 mm Länge gelang es, Schwingungen von ausgezeichneter Konstanz zu erhalten (s. u.).

Die Elektroden der Funkenstrecke waren in einen durch 2 Stromdeckel abgeschlossenen Zylinder aus Glas eingeschlossen, der ausströmende Wasserstoff wurde mit kleiner Flamme f verbrannt. Ein Manometer M — gefüllt mit gefärbtem Alkohol — gestattete eine sehr exakte Messung und Regulierung des Druckes. Dies erwies sich als durchaus notwendig, da schon geringe Druckschwankungen erhebliche Änderungen in der Intensität der Schwingung ergeben (s. Fig. 4), die Abszissen stellen den

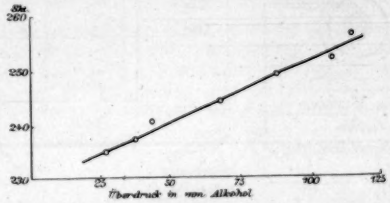


Fig. 4.

Abhängigkeit der Schwingungsintensität von dem Druck des Wasserstoffgases.

Überdruck in mm Steighöhe des Alkohols dar, die Ordinaten geben die bei dem betreffenden Druck am Galvanometer des Normalkreises abgelesenen Skalenteile an, denen die Wirkung proportional ist.

Die Funken bei F regten in dem aus der Spule S_1' (blanker Cu-Draht 15 Windungen mit 21,8 cm ⌀ und 0,6 cm Steigung — L = ca. 61 000 cm — und 3 Leydener Flaschen C — C = ca. 300 cm — die Primärschwingung mit der Frequenz $n = 7{,}3 \times 10^5$ an.

Durch lose induktive Kopplung war vermittels der Spule S_1'' der Kreis II angeschlossen, der bei T_3 und T_4 noch je eine Kopplungsspule besaß, um die dem Kreise II aufgedrückten Schwingungen auf die Kreise III und IV zu übertragen; beide konnten mit Hilfe der Plattenkondensatoren C_3 und C_4 mit I je nach Bedarf mehr oder weniger in Resonanz gebracht werden.

Der Kreis III war während des Laufes der Untersuchung keinerlei Änderungen unterworfen, er soll als Normalkreis bezeichnet werden.

Der Prüfkreis IV war über den zu untersuchenden Barretter geschlossen. Die Brücke des Prüfkreises war so eingerichtet, daß sich die notwendigen Änderungen schnell und leicht ausführen ließen.

Die Intensität der Schwingungen in III wurde durch einen hochempfindlichen Barretter gemessen, und durch Regulierung des Abstandes der Spulen S_1' und S_1'' dafür gesorgt, daß auf dem zu diesem Barretter gehörenden Galvanometer annähernd für die verschiedenen Versuchsreihen der gleiche Ausschlag entstand. Es wurde angenommen, daß dann auch die Schwingung in IV die gleiche Energiemenge besaß.

Die Messungen wurden in der Weise ausgeführt, daß im Normalkreis ein bestimmter

1) In der Figur fortgelassen.

2) K. E. F. Schmidt, Frequenzbestimmungen langsamer elektrischer Schwingungen, Ann. d. Phys. (4) **7**, 225 ff., 1902.

Ausschlag durch entsprechende Koppelung in S_1', S_1'' hervorgerufen wurde, hierzu wurde der zugehörige Ausschlag im Galvanometer des Prüfkreises ermittelt. Aus 3 Beobachtungen wurde dann eine Meßkurve gewonnen, bei der als Abszissen die Galvanometerausschläge im Normalkreis, als Ordinaten die Ausschläge im Prüfkreis eingezeichnet wurden. Mit Hilfe dieser Kurven ist es möglich, alle Daten auf ein und dieselbe Stärke der Normalschwingung zu beziehen. Eine Schar solcher Meßkurven stellt Fig. 5

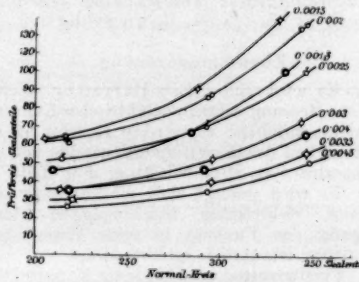


Fig. 5. Hilfsmeßkurven.

dar; jede Kurve ist einer bestimmten Stromstärke des den Barretter durchfließenden Gleichstroms der Brücke zugeordnet.[1]) Die Kurven dienen zur Ermittelung des Stromoptimums[1]), d. h. desjenigen Gleichstroms, für den der Barretter in der verwendeten Brückenkombination die größten Wirkungen zeigt. Mit ihrer Hilfe werden die in Fig. 6 wiedergegebenen

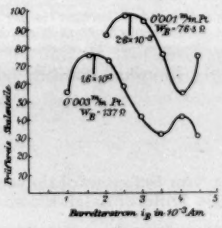


Fig. 6. Empfindlichkeitskurven.

Empfindlichkeitskurven gezeichnet, aus denen der genaue Wert des Stromoptimums für den untersuchten Barretter entnommen wird.

1) Für die mit 0,002 bezeichnete Kurve sind die Beobachtungspunkte doppelt markiert; die Kurve ist an 2 verschiedenen Tagen je einmal aufgenommen, um die Konstanz der Methode zu prüfen. Die an den 2 Tagen gewonnenen Punkte liegen genau auf der gleichen Kurve; eine derartige Übereinstimmung konnte bei einem in Luft überspringenden Funken nie erzielt werden; es ist dadurch die mit Verwendung des Wasserstoffs erzielte Verbesserung gut gekennzeichnet.

Der Barretter aus 0,003 Platindraht ($w_B = 137\ \Omega$) hat also sein Stromoptimum bei 0,0016 Atm., der aus 0,001 Platindraht ($w_B = 76{,}5\ \Omega$) bei 0,0026 Atm.

Für einen Barretter mit 0,02 mm Platindraht gibt Fig. 7 die Empfindlichkeitskurven

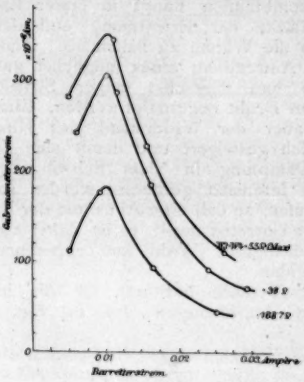


Fig. 7.
Empfindlichkeitskurven in ihrer Abhängigkeit von den Widerständen in der Brücke.

und zwar für 3 verschiedene Brückenanordnungen, bei denen die Summe der Widerstände in den Zweigen 3 und 4 der Brücke (s. Fig. 2) nacheinander die Werte 5,5 — 36 — 168,7 Ohm besaß.

Aus dem in diesen Kurven dargestellten Resultat der Beobachtungen folgt, daß das Stromoptimum unabhängig von dem Gesamtwiderstand der Brücke ist (0,01 Am.), daß aber die Empfindlichkeit der Meßanordnung erheblich mit Zunahme des Gesamtwiderstandes der Brücke abnimmt.

Das gleiche tritt ein, wenn der Widerstand in 1 oder 2 vermehrt wird; daraus folgt:

Um die größte Empfindlichkeit einer Barretteranordnung zu erhalten, soll der Gesamtwert der Brückenwiderstände so weit wie zulässig[1]) verkleinert werden; die Verteilung des Gesamtwiderstandes auf die vier Zweige der Brücke hat keinen wesentlichen Einfluß. Das Stromoptimum wird mit Vergrößerung der Widerstände nicht merklich verschoben.

1) Die untere Grenze für die Größe des Gesamtwiderstandes der Brücke ist bedingt durch die Forderung, daß der Quecksilberkontakt C möglichst in der Mitte der Zweige 3 und 4 gehalten wird und doch mit Rücksicht auf gute Nulleinstellung im Galvanometer $w_3 + w_4$ nicht unter gewisse Größen [in den hier verwandten Anordnungen für 0,003 mm Drähte stets ca. 23 Ω] gebracht werden darf.

Von großem Interesse ist nun die Frage nach der Abhängigkeit der Empfindlichkeit von Drahtdicke und Schleifenlänge. Zur Beantwortung dieser Frage wurde eine Reihe von Barrettern hergestellt aus 0,003 mm und 0,001 mm Platindraht mit verschieden langen Schleifen. Die Empfindlichkeit der Barretterkombination hängt in erster Linie von der Stärke der Erwärmung und dem Vermögen die Wärme zu halten ab. Beides wird durch Anwendung eines möglichst guten Vakuums und möglichst langer Schleifen aus dünnem Draht begünstigt werden. Gleichzeitig wird aber der Widerstand des Hitzdrahtes erheblich gesteigert und damit eine Zunahme der Dämpfung in dem Schwingungskreise, dessen Intensität gemessen werden soll, hervorgerufen, so daß eine Abnahme der Empfindlichkeit eintreten muß; es ist daher die Frage der günstigsten Wahl nur experimentell zu entscheiden.

Der Versuch hat nun für die hier benutzten Anordnungen das in Fig. 8 dar-

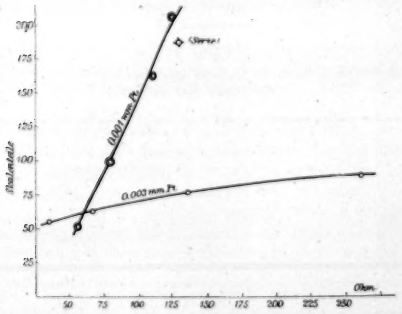


Fig. 8.
Vergleich von Barrettern mit 0,003 und 0,001 mm Platindraht.

gestellte Resultat ergeben. Man erkennt eine Zunahme der Empfindlichkeit bei beiden Systemen mit länger werdender Schleife und sieht, daß diese Zunahme erheblich größer bei dem Barretter mit 0,001 mm Draht ist.[1])

Für den 0,003 mm Platindraht scheint bei Schleifen von 250 Ω das Maximum erreicht zu sein.

Die empfindlichsten Kombinationen erzielt man also durch Verwendung der dünnsten Drähte.

Empfindlichkeit und Außentemperatur. Von praktischer Bedeutung ist schließlich noch die Kenntnis der Änderung der Empfindlichkeit mit der Außentemperatur. Zur Prüfung der Frage wurde ein Barretter aus 0.02 mm Draht in verschieden temperierte Ölbäder getaucht und der Einwirkung gleichstarker Schwingungen ausgesetzt. Mit dem Kompensationsapparat wurde dann während der Belastung mit der Schwingung der Widerstand w'_B ermittelt; darauf wurde w_B ohne Schwingung gemessen. $\Delta w_B = w_B' - w_B$ stellt dann ein Maß für die Empfindlichkeit bei verschiedenen Temperaturen dar und erwies sich von der Temperatur abhängig. Aus den Versuchen folgt: Die Empfindlichkeit der Meßeinrichtung sinkt mit zunehmender Temperatur zwischen 15^0 und 25^0 langsam, dann schnell.[1])

1) Der mit Serie bezeichnete Punkt ist durch Verwendung zweier in Serie geschalteter Barretter $w'_B + w''_B = 132\ \Omega$ gefunden.

Zusammenfassung.

1. Es wird eine „Ein-Barretter"-Schaltung zur Messung schneller elektrischer Schwingungen beschrieben; es werden Kurven für die Abhängigkeit des Barretterwiderstandes von der Temperatur und Strombelastung mitgeteilt.

2. Es wird gezeigt, daß die Konstanz sehr schneller elektrischer Schwingungen durch Übergang des Funkens in einer Wasserstoffatmosphäre wesentlich erhöht wird.

3. Für Barretter verschiedener Konstruktion werden Empfindlichkeitskurven mitgeteilt.

4. Es wird gezeigt, daß die Empfindlichkeit der Barretter erheblich mit Zunahme des Barretterwiderstandes wächst, und daß man die empfindlichsten Anordnungen bei Verwendung von dünnstem Wollastondraht erhält.

5. Der Gesamtwiderstand der Brücke soll so weit wie zulässig verkleinert werden.

6. Die Empfindlichkeit nimmt mit zunehmender Außentemperatur in den gewöhnlichen Grenzen nur wenig ab.

1) Die Herstellung der Barretter in der hier beschriebenen Form hat die mechanische Werkstätte von Paul Polikeit, Halle a. S., Magdeburgerstraße 27, übernommen.

Halle a. S., Physikal. Institut, Juli 1907.

(Eingegangen 18. Juli 1907.)

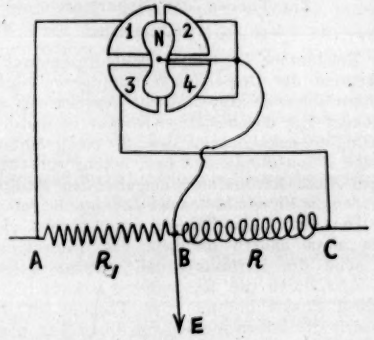
Bestimmung von Selbstinduktionskoeffizienten mittels Differentialelektrometer.

Von G. Athanasiadis.

Wir können den Koeffizienten der Selbstinduktion einer Spule vom Widerstande R bestimmen, indem wir die Spule mit einem Widerstand R_1 ohne Selbstinduktion hintereinander schalten, wie es bei der Methode von Joubert der Fall ist, durch die Widerstände R und R_1 sinusartigen Wechselstrom hindurchlassen, und die Potentialdifferenzen an den Enden der Widerstände ausgleichen. Zu dieser Ausgleichung bedienen wir uns eines Elektrometers, durch

welches die Messungen zu einer einzigen sich zurückführen lassen, indem wir dasselbe zu einem Differentialelektrometer durch Umänderung der Schaltungen verwandeln. Dazu nehmen wir ein Quadrantelektrometer Lord Kelvins und zwar ein symmetrisches Elektrometer des Typus Mascart.

Wir verbinden die Quadranten 2 und 4 miteinander und mit der Nadel des Elektrometers, welche mit dem Punkt B verbunden ist. Durch diesen Punkt sind der induktionsfreie Widerstand AB und der Selbstinduktionswiderstand BC miteinander verbunden. Das Ende A wird mit dem Quadrant 1, das Ende C mit



dem Quadrant 3 verbunden. Wenn die Spannungsdifferenz zwischen A und B gleich wird derjenigen zwischen B und C, wirken auf die Nadel gleiche und entgegengesetzte Drehmomente, so daß der Zeiger auf den Nullpunkt der Skala zeigt. Dazu genügt eine entsprechende Änderung des Widerstands R_1. Indem nun R und R_1 bekannt sind und die Frequenz n durch Messung ausgefunden wird, bestimmen wir den Selbstinduktionskoeffizient mittels der Formel

$$L = \frac{1}{2\pi n}\sqrt{R_1^2 - R^2},$$

welche sich aus der Relation

$$I_{eff} = \frac{V_{eff}}{\sqrt{R^2 + 4\pi^2 n^2 L^2}} = \frac{V_{1\,eff}}{R_1}$$

ergibt, wenn in derselben $V_{eff} = V_{1\,eff}$ gesetzt wird.

Den Punkt B verbinden wir mit der Erde; der Wechselstrom wird einer kleinen Wechselstrommaschine entnommen, deren Geschwindigkeit wir derartig regulieren, daß die Spannungsdifferenz an den Enden 20—30 Volt wird.

Die Empfindlichkeit des Instruments wächst mit der Spannungsdifferenz an den Enden A und C, es ist also klar, daß das Instrument keine große Empfindlichkeit aufweist, wenn die Widerstände R und R_1 klein sind; nichtsdestoweniger eignet sich diese Methode vorzüglich zur Bestimmung des Selbstinduktionskoeffizienten der Spulen von telegraphischen Vorrichtungen, der Spulen von Induktorien usw. Die dadurch erreichte Genauigkeit beträgt 0,5—1 Proz. Als veränderlichen Widerstand R_1 nehmen wir entweder einen Widerstandskasten ohne Selbstinduktion oder einen Widerstand von Salzlösungen mit Elektroden von dem Metall der Salzlösungen und veränderlicher Lage, behufs Änderung des Widerstandes, welcher am Ende des Experiments zu messen ist. Der Vorteil unserer Methode liegt darin, daß die Messung der Spannungsdifferenz an den Enden der beiden Widerstände R und R_1 gleichzeitig geschieht. Auch ist diese Methode sehr geeignet zu Messungen in den Laboratorien.

Athen, 10. Juli 1907.

(Eingegangen 19. Juli 1907.)

Eine Interferenzmethode zur Auffindung von Gesetzmäßigkeiten in linienreichen Spektren.

Von R. W. Wood.

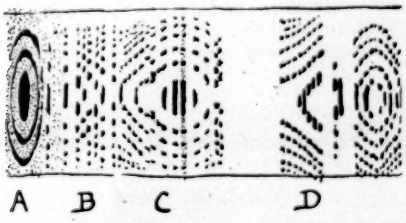
Die Spektren von Eisen, Titan, Uran und ähnlichen Metallen, welche Hunderte, wenn nicht Tausende von Linien haben, lassen sich nur mit größter Mühe auf Gesetzmäßigkeiten untersuchen. Die linienreichen Fluoreszenzspektren von *Na* und *K* können, wie ich fand, durch monochromatische Erregung in die einfacheren Serien zerlegt werden, aus welchen sie zusammengesetzt sind.

Als ich einige Photographien der Spektra von Eisen und Titan betrachtete, welche im letzten Jahre durch Dr. A. H. Pfund zur Neubestimmung von Wellenlängennormalen mit dem Interferometer von Fabry und Perot aufgenommen sind, bemerkte ich Eigentümlichkeiten, die mich vermuten lassen, daß sie uns ein Mittel bieten, mit großer Genauigkeit die Linien herauszufinden, zwischen welchen eine bestimmte mathematische Beziehung existiert, und vielleicht auch das Gesetz ihrer Verteilung zu finden.

Das Licht des Metallbogens ging direkt durch das Interferometer und ein Bild der vielen Ringsysteme wurde zentral auf dem Spalt eines Spektrographen mit Konkavgitter entworfen. Der Spalt war genügend geöffnet, so daß er deutlich einen Ausschnitt aus dem Ringsystem in jeder Spektrallinie zeigte. Freilich liegen in einzelnen Teilen des Spektrums die Linien so eng zusammen, daß sie bei der benutzten Spaltweite nicht getrennt werden; aber auch in diesen Teilen können Gesetz-

mäßigkeiten sichtbar werden, wie ich gleich zeigen werde. Wie bekannt haben die Interferenzringe, mit denen wir es zu tun haben, auch bei sehr nahe liegenden Linien sehr verschiedene Ordnungszahl; die Differenz hängt von dem Abstand der versilberten Flächen der Interferometerplatten ab. Im vorliegenden Falle würde die Ordnungszahl etwa einen Sprung von 100 machen, wenn man von einer der gelben Quecksilberlinien zur andern geht.

Daraus ist ersichtlich, daß, wenn die Spektrallinien willkürlich verteilt wären, die kleinen Punkte, welche die Ausschnitte aus den Ringsystemen bilden, über die Platte in ganz unregelmäßiger Weise verteilt sein müßten, etwa wie in *B* der Figur, während in den Teilen,



wo die Linien nicht getrennt sind, jede Spur der Ringsysteme verschwinden müßte. Aber das ist nicht der Fall, wie die Figur zeigt, welche eine Zeichnung nach einzelnen Teilen des Titanspektrums ist.

In dem Teile *C* sehen wir ein deutliches System von Ringen, die nach links etwas ausgezogen sind. Bei *D* haben wir eine Gruppe von Linien, deren Abstand etwa gleich der Spaltbreite ist; hier bilden die Stücke der Interferenzringe Kurven, die einem System von Lemniskaten ähneln.

Diese Muster bedeuten nach meiner Meinung, daß irgendeine sehr genaue mathematische Beziehung zwischen den Wellenlängen der betreffenden Linien existiert. Eine Änderung der Wellenlänge einer Linie um wenige Milliontel würde ihre Ringe ganz außer Ordnung mit denen ihrer Nachbarn bringen. Und doch scheint das ganze Spektrum mehr oder weniger von solchen Ringsystemen erfüllt zu sein. An einigen Stellen sieht es so aus, als wären zwei Ringsysteme übereinander gelagert; wahrscheinlich gehören sie zu verschiedenen Linienserien.

In dem Teil des Spektrums, welcher in der Figur mit *A* bezeichnet ist, ist wegen der großen Nähe der Linien keine Spur von Auflösung vorhanden; trotzdem finden sich deutliche Ellipsen von großer Exzentrizität.

Es ist so möglich, daß das Interferometer Linienstruktur nachweisen kann in Spektren, welche auch mit der größten Dispersion kontinuierlich erscheinen.

Die Theorie dieser symmetrischen Muster wird sich besser diskutieren lassen, wenn sie mit verschiedenem Abstand der Interferometerplatten photographiert worden sind. Sicher wird man auch viel über sie erfahren, wenn man sie in Linienserien photographiert, über welche wir schon etwas wissen, z. B. in den Cyanbanden des Kohlebogens.

Johns Hopkins Universität, 1. Juni 1907.

(Aus dem Englischen übersetzt von H. Kayser.)

(Eingegangen 8. Juli 1907.)

Zur Theorie der Dispersion.

Von L. Mandelstam.

Bekanntlich liegt allen elektromagnetischen Theorien der Dispersion in homogenen Nichtleitern folgende physikalische Anschauung zugrunde: Ein durchsichtiger Körper ist dadurch charakterisiert, daß seine Moleküle elektromagnetische Resonatoren sind bzw. solche enthalten. Dem diese Resonatoren umgebenden Medium werden die Eigenschaften des Vakuums beigelegt.

Die Plancksche Theorie unterscheidet sich von allen andern dadurch, daß Planck als Ursache der Extinktion die Zerstreuung der Energie durch die Resonatoren ansieht.[1]) In diesem Punkte kommt seine Theorie mit der Theorie der trüben Medien von Lord Rayleigh in Berührung.[2])

In einem Aufsatze, welcher in den „Ann. d. Phys." demnächst erscheinen wird, habe ich nachzuweisen versucht, daß wenn man das ganze Medium mit Einschluß der Resonatoren als optisch homogen auffaßt (und das muß, wie Planck bemerkt, jede Dispersionstheorie ob ausdrücklich oder stillschweigend tun[3]), man in diesem Falle keine Extinktion durch Zerstreuung zu erwarten hat. Ich schloß mich dabei an die Behandlungsweise von Lord Rayleigh an. Es sei mir gestattet, hier nochmals kurz auf diese Frage zurückzukommen und zwar von einem anderen Standpunkte aus. Ich will mich im folgenden an die Planckschen Gleichungen halten.

Es soll zunächst kurz besprochen werden, wie man zu diesen Gleichungen gelangt. Ich will mich dabei an Überlegungen anschließen, welche von den Planckschen etwas abweichen, aber im wesentlichen auf dasselbe herauskommen.[4])

Es sollen alle Voraussetzungen gelten, welche von Planck gemacht worden sind.[5])

1) M. Planck, Sitzungsber. d. Königl. Preuß. Akademie **24**, 474, 1902.
2) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (5) **47**, 375, 1899 und M. Planck, l. c. S. 744, 1904.
3) M. Planck, l. c. S. 479.
4) Vgl. M. Abraham, Theorie der Elektrizität **2**, 270.
5) M. Planck, l. c. S. 476 ff.

Wenn wir unter E und H die räumlichen Mittelwerte der elektrischen bzw. magnetischen Feldintensitäten verstehen, so lauten die Grundgleichungen

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial t} &= c \operatorname{curl} H \\ \frac{\partial H}{\partial t} &= -c \operatorname{curl} E \end{aligned}\right\} \quad D = E + 4\pi N p \qquad (1)^{1})$$

N ist die Zahl der Resonatoren pro Volumeinheit, p — der Mittelwert der Momente an der betreffenden Stelle. Man denkt sich nämlich ein physikalisch unendlich kleines Volumelement. Jedem Resonator wird nun ein Moment $p(t)$ zugeschrieben, welches man bekommt, indem man einen Mittelwert aus den etwas verschiedenen Momenten, die den einzelnen Resonatoren tatsächlich zukommen, bildet.

Es handelt sich jetzt darum, eine Verknüpfungsgleichung aufzustellen zwischen p und E, welche gestattet, aus (1) p zu eliminieren. Die Gesetze für die Schwingungen eines Resonators sind durch die folgende Gleichung gegeben

$$Kp + L\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{2}{3c^3}\frac{\partial^3 p}{\partial t^3} = E' \qquad (2)^{2})$$

E' ist die Feldintensität, welche an der Stelle, wo sich der Resonator befindet, vorhanden wäre, falls wir den betreffenden Resonator mit seinem Felde entfernt hätten. Planck nennt E' die „erregende elektrische Kraft".

Wir müssen unter E' den Mittelwert der erregenden Kräfte verstehen. Dieser Mittelwert ist im Allgemeinen von E in Gleichung (1) verschieden[3]):

1. Weil der Mittelwert E sich auf ein physikalisch unendlich kleines Volumelement bezog, während der Mittelwert E' nur für diejenigen Punkte zu nehmen ist, wo sich mitschwingende Resonatoren befinden.

2. Weil bei der Bildung von E' wir uns den betreffenden Resonator mit seinem Felde entfernt denken müssen.

Um nun $E - E'$ zu berechnen, denkt man sich um den Resonator eine physikalisch unendlich kleine Kugel vom Radius r_0 gelegt. Sowohl E wie E' lassen sich in 3 Summanden zerlegen.

Der Betrag, welcher den ersten Summanden liefert, wird durch das äußere Feld bestimmt. Die Wirkung der Resonatoren, welche außerhalb der Kugel liegen, ergibt den zweiten, und schließlich die in der Kugel liegenden Resonatoren den dritten Summanden. Die beiden ersten Summanden sind für E und E' identisch. Wir bezeichnen die dritten mit B resp. B'. Dann ist

$$E - E' = B - B'.$$

Die Berechnung von B erfolgt unter der Annahme, daß die Kugel statisch homogen polarisiert ist.[1]) Dann wird

$$B = -\frac{4\pi}{3} N p.$$

B' setzt Planck = 0 und zwar wiederum von Überlegungen ausgehend, welche für einen statischen Zustand gelten.[2]) Es ist also unter dieser Annahme

$$E' = E + \frac{4\pi}{3} N p.$$

Dies in (2) eingesetzt, ergibt

$$\left(K - \frac{4\pi}{3}N\right)p + L\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{2}{3c^3}\frac{\partial^3 p}{\partial t^3} = E \qquad (2')$$

Die Gleichung (1) und (2') gestatten p zu eliminieren. Man berechnet dann aus den resultierenden Gleichungen für E und H in bekannter Weise den Brechungsexponenten. Derselbe ergibt sich komplex. Es ist also Extinktion vorhanden, und zwar ist diese Extinktion durch die Phasenverschiebung zwischen E und D bedingt, mit anderen Worten, durch das Glied $-\frac{2}{3c^3}\frac{\partial^3 p}{\partial t^3}$ in Gleichung (2').

Die Energie, welche dem regelmäßigen Vorgang entzogen wird, muß, wenn man keine neuen Hypothesen einführt, als zerstreutes Licht von gleicher Wellenlänge wie das auffallende aufgefaßt werden. Ihre Größe ist nach dieser Rechnung jedenfalls gleich der Summe der Energien, welche von den einzelnen Resonatoren emittiert werden.[3])

Ich will im folgenden nachzuweisen versuchen, daß man nicht berechtigt ist, B und B' unter Zugrundelegen von Formeln, welche einem statischen Zustande entsprechen, zu berechnen. Man vernachlässigt nämlich dadurch Glieder, welche von derselben Größenordnung und Form (bezüglich der Differentialquotienten) wie das Glied $-\frac{2}{3c^3}\frac{\partial^3 p}{\partial t^3}$ sind. Die Berücksichtigung dieser Glieder führt bezüglich der Extinktion durch Zerstreuung zu einem quantitativ verschiedenen Resultat. — Wir denken uns ein Koordinatensystem mit dem Anfang im Zentrum der Kugel gelegt. Die z-Achse soll die Richtung des gemeinschaftlichen Momentes p aller in der Kugel befindlichen Resonatoren haben.

Die Feldintensität E_1, welche von einem Resonator, welcher sich in den Entfernungen

1) M. Planck, l. c. S. 484.
2) M. Planck, l. c. S. 745. 1904.
3) M. Abraham, l. c. S. 270.

1) M. Abraham, l. c. S. 271.
2) M. Planck, l. c. S. 481.
3) M. Planck, l. c. S. 497.

$r(x, y, z)$ vom Mittelpunkt befindet, herrührt, ist dann [1])

$$\left.\begin{aligned} E_{1x} &= [\rho]\frac{3xz}{r^5} + [\dot\rho]\frac{3xz}{r^4} + [\ddot\rho]\frac{xz}{r^3} \\ E_{1y} &= [\rho]\frac{3yz}{r^5} + [\dot\rho]\frac{3yz}{r^4} + [\ddot\rho]\frac{yz}{r^3} \\ E_{1z} &= [\rho]\frac{3z^2-r^2}{r^5} + [\dot\rho]\frac{3z^2-r^2}{r^4} + [\ddot\rho]\frac{z^2-r^2}{r^3} \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Dabei bedeutet [ ], daß man $(ct-r)$ als Argument für ρ, $\dot\rho$, $\ddot\rho$ zu nehmen hat. Die Punkte bedeuten wie gewöhnlich die Differentiationen nach dem Argument. In unserem Falle wird $[\rho] = a \sin \frac{2\pi}{\lambda}(ct-r)$. Da nun die Kugel physikalisch unendlich klein ist, so können wir $[\rho]$ usw. nach Potenzen von $\frac{r}{\lambda}$ entwickeln. Wir wollen bei Gliedern von der Größenordnung $\dddot\rho$ stehen bleiben, denn höhere Ordnungen kommen in Gleichung (2) nicht vor. Es wird dann

$$\left.\begin{aligned} E_{1x} &= \rho\frac{3xz}{r^5} - \frac{1}{2}\ddot\rho\frac{xz}{r^3} \\ E_{1y} &= \rho\frac{3yz}{r^5} - \frac{1}{2}\ddot\rho\frac{yz}{r^3} \\ E_{1z} &= \rho\frac{3z^2-r^2}{r^5} - \frac{1}{2}\ddot\rho\frac{(z^2+r^2)}{r^3} + \frac{2}{3}\dddot\rho \end{aligned}\right\} \quad (3')$$

ρ ist für $\rho(ct)$ usw. gesetzt.

Die ersten Glieder rechts entsprechen dem statischen oder richtiger dem quasistatischen Zustande.

Die Wirkung der (innerhalb der Kugel liegenden) Resonatoren für den statischen Fall ist bereits von Planck u. a. ermittelt worden. Es ist für diesen Fall, wie oben angegeben, $B = -\frac{4\pi}{3}N\rho$, $B' = 0$.

Die zweiten Glieder können wir außer acht lassen. Denn weil ein Resonator (x, y, z) ebenso wahrscheinlich ist wie einer $(-x, y, z)$ bzw. $(x, -y, z)$, so heben sich im Mittel die x- und y-Komponenten gegenseitig auf, gerade so wie beim statischen Zustand. Das zweite Glied in $E_{1z} = \rho\frac{3z^2-r^2}{r^5} \cdots$ usw. (Gleichung (3')), ist von höherer Ordnung wie das erste. Da es den Faktor $\ddot\rho$ enthält, so kann offenbar die Berücksichtigung dieses Gliedes höchstens eine unwesentliche Korrektion ergeben. Für die Frage bezüglich der Extinktion ist sie überhaupt ohne Belang.

Es besteht also gegenüber dem quasistatischen Fall der Unterschied, daß im Ausdruck für E_{1z} noch das Glied $\frac{2}{3}\dddot\rho$ hinzukommt.

Wir bemerken nun, daß dieses Glied unabhängig ist von der Entfernung und von der Orientierung des betreffenden Resonators gegenüber dem Mittelpunkt der Kugel.

Dieser Teil der Feldintensität ist mit anderen Worten gleich groß in allen Punkten des Raumes, welche von einem Resonator in einem gegen die Wellenlänge kleinen Abstande sich befinden. Daraus folgt, daß, wenn sich in der Kugel N_1 Resonatoren befinden, wir nunmehr für B und B' folgende Werte erhalten:

$$B = -\frac{4\pi}{3}N\rho + \frac{2}{3}N_1\dddot\rho$$

$$B' = \frac{2}{3}(N_1 - 1)\dddot\rho.$$

Daraus folgt weiter

$$E' = E + \frac{4\pi}{3}N\rho - \frac{2}{3}\dddot\rho$$

und dieses in (2) eingesetzt, ergibt:

$$\left(K - \frac{4\pi}{3}N\right)\rho + L\frac{\partial^2\rho}{\partial t^2} = E. \qquad (2'')$$

Aus (1) und (2'') bekommt man aber den Brechungsexponenten in reeller Form. Wir kommen somit zum Resultat, daß ein optisch homogenes Medium von der hier angenommenen Beschaffenheit das durchgehende Licht nicht zerstreut.

Ich möchte noch folgendes bemerken: Die Gase sind wohl bei gewöhnlichen Verhältnissen (etwa Atmosphärendruck) als optisch-homogene Körper aufzufassen. Dafür spricht auch der Umstand, daß die unter dieser Annahme abgeleiteten Formeln für die Beziehung zwischen Brechungsexponenten und Dichte, deren Richtigkeit durch die obigen Auseinandersetzungen nicht berührt wird, mit der Erfahrung gut übereinstimmen. Die angegebenen Überlegungen führen aber dann zum Schluß, daß man keine Zerstreuung in Gasen durch die Moleküle zu erwarten hat. Somit erscheint es unzulässig, die blaue Himmelsfarbe auf die Zerstreuung des Sonnenlichtes durch die Luftmoleküle selbst zurückzuführen. [1]) Von letzterer Annahme ausgehend, hat nun aber Lord Rayleigh aus dem Brechungsexponenten und dem Extinktionskoeffizienten der Luft die untere Grenze für die Loschmidtsche Zahl berechnet. [2]) Der auf diese Weise erhaltene Wert stimmt mit den auf andern Wegen gewonnenen verhältnismäßig gut überein. Sind die oben angeführten Überlegungen richtig, so muß diese Übereinstimmung zunächst wohl als zufällig betrachtet werden. Sie deutet eher darauf hin, daß in

1) M. Abraham, l. c. S. 63.

1) Auf diese Frage bin ich in dem im Anfang erwähnten Aufsatze näher eingegangen.

2) Lord Rayleigh, l. c. S. 375 ff.

der Atmosphäre fremde Teilchen suspendiert sind und diese Teilchen machen das Ganze zu einem optisch inhomogenen Medium.

Straßburg i. E., Phys. Institut.

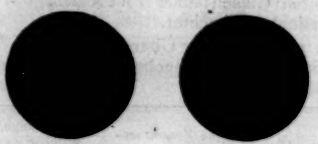
(Eingegangen 18. Juli 1907.)

Über eine neue experimentelle Methode zur Bestimmung des optischen Achsenwinkels von Kristallen.

Von E. Sommerfeldt und H. Happel.

In einer früheren Arbeit hatte der eine[1]) von uns (E. Sommerfeldt) eine einfache mikroskopische Methode beschrieben zur Bestimmung des Achsenwinkels bei Kristallen und überhaupt zur Ausmessung der Interferenzfiguren, welche Kristalle im konvergenten Lichte zeigen. Hierzu wurde auf der ebenen Fläche der untersten Kondensorlinse des Mikroskops eine Skala angebracht; man kann so einstellen, daß diese zugleich mit dem Interferenzbild sichtbar wird. Benutzt man als Objekt eine senkrecht zur optischen Mittellinie geschnittene zweiachsige Substanz von bekanntem Achsenwinkel α, so mögen auf dem Bild die beiden Achsen bei den Teilstrichen $+a$ und $-a$ austreten, entfernt man jetzt den Kristall und benutzt statt dessen eine andere ebenfalls senkrecht zur Mittellinie geschnittene 2achsige Substanz von unbekanntem Achsenwinkel β, wobei die Achsen bei den Teilstrichen $+b$ und $-b$ erscheinen mögen, so ist $\sin\frac{\beta}{2} : \sin\frac{\alpha}{2} = b : a$. Dabei ist vorausgesetzt, daß die zwei Präparate denselben Abstand vom Kondensor haben. Ebenso müssen in beiden Fällen auch die übrigen Teile des Apparates stets sich in der gleichen Distanz vom Kristall befinden, beide Male muß also das über dem Präparat befindliche Linsensystem dieselbe Entfernung von diesem haben.

Praktischen Wert hat daher obige Methode nur dann, wenn durch kleine Differenzen in der Distanz zwischen Kondensor und Präparat keine nennenswerten Verschiedenheiten im Abstand der Achsen bedingt werden. Durch diese Arbeit haben wir nun festgestellt, daß in der Tat diese Verschiedenheiten kaum bemerkbar sind. Unser Apparat war ein in Horizontalstellung umgelegtes, für konvergentes Licht eingerichtetes Polarisationsmikroskop. Als Lichtquelle diente eine elektrische Bogenlampe. Um das Interferenzbild objektiv darzustellen, schalteten wir zwischen Objektiv und Analysator eine Sammellinse ein, die sogenannte Laspeyressche Lupe. Das Bild wurde auf der Mattscheibe einer Kamera aufgefangen. Es wurde so eingestellt, daß außer diesem auch die Skala scharf sichtbar wurde. Als Kristall benutzten wir den im rhombischen System kristallisierenden und daher zweiachsigen Aragonit. Nachdem die Nicols gekreuzt waren, drehten wir das Präparat in seiner Ebene so, daß die Ebene der optischen Achsen mit den 2 Hauptschnitten



der Nicols einen Winkel von 45^0 bildete. Auf der Mattscheibe zeigten sich dann die Lemniskaten mit der Hyperbel. Von den 3 Aufnahmen, die wir machten, fügen wir hier die 1. und 2. bei; man bemerkt bei allen dreien keinen Unterschied. Der Abstand der Achsenpunkte beträgt auf allen 3 Platten 12,6 mm. Bei der 2. Aufnahme war die Entfernung zwischen Präparat und Kondensor um 0,54 mm größer als bei der ersten, bei der 3. Aufnahme betrug dieser Unterschied gegenüber der ersten doppelt so viel, also 1,08 mm.

(Eingegangen 26. Juli 1907.)

1) E. Sommerfeldt, Protokoll der Monatsberichte Nr. 9, Jahrgang 1905 d. deutschen geolog. Gesellschaft.

Versuche über die Abhängigkeit der Ultraviolettdurchlässigkeit der Gläser von ihrer chemischen Zusammensetzung.[1])

Von E. Zschimmer.

Seit Einführung der Jenaer „UV-Gläser" (Gläser von gesteigerter Ultraviolettdurchlässigkeit[2])) hat die Frage der Abhängigkeit größerer oder geringerer Absorption von der Zusammensetzung des Glases merkliches Interesse gewonnen. Ich teile daher die Beobachtungen mit, die sich vor einigen Jahren bei den Versuchen für die Herstellung der UV-Gläser ergeben hatten.

Um möglichst chemisch reine Glaszusammensetzungen zu erhalten, wurden die Schmelzen im Platintiegel ausgeführt. Als Rohstoffe dienten „Purissimum"-Präparate von Merck in Darmstadt und die chemisch reine Kieselsäure von Heraeus in Frankfurt a. M. Die geschmolzene Glasmasse hatte ein Gewicht von je 100 Gramm. Durch Abkühlen ausgegossener

1) Mitteilung aus dem Jenaer Glaswerk.

2) Zschimmer, Über neue Glasarten von gesteigerter Ultraviolettdurchlässigkeit, in der Zeitschr. f. Instrumentenk. Dezember 1903.

Stücke in der Muffel wurden leidlich spannungsfreie Plättchen erhalten, die dann angeschliffen und poliert werden konnten. Die Prüfung der UV-Durchlässigkeit geschah mittels eines Quarzflußspatspektrographen von Carl Zeiß in Jena. Als Elektroden für das Funkenspektrum dienten Stäbe von Magnesium, Kadmium, Zink und Aluminium. Die UV-Linien wurden auf einem besonders stark fluoreszierenden Glase (Jenaer Fluoreszenzglas) in der Durchsicht beobachtet.

In nachfolgender Übersicht sind die Durchlässigkeiten der Versuchsschmelzen zusammengestellt:

Glasnummer	Chemische Zusammensetzung (aus der Synthese berechnet)	Wellenlänge, bis zu welcher das Glas durchlässig war, und Glasdicke	
V. S. 1450	B_2O_3	186 in 3 mm	ausgezeichnet
V. S. 1456	85 B_2O_3 15 Na_2O	186 „ 3 „	schwach
V. S. 2161	74 B_2O_3 26 Na_2O	226 „ 3 „	gut
V. S. 2164	70 B_2O_3 30 Na_2O	275 „ 2 „	gut
V. S. 1676	79 B_2O_3 21 K_2O	199 „ 3—4 „	schwach
V. S. 1453	41 B_2O_3 59 ZnO	245 „ 3 „	gut
V. S. 1677	57 B_2O_3 43 BaO	210 „ 3 „	schwach
V. S. 2159	50 B_2O_3 50 BaO	231 „ 4 „	gut
V. S. 1674	64 B_2O_3 12 Na_2O 12 K_2O 12 BaO	245 „ 2 „	gut
V. S. 1675	40 B_2O_3 55 BaO 5 Al_2O_3	280 „ 3 „	gut
V. S. 2938	25 B_2O_3 65 BaO 10 Al_2O_3	280 „ 5 „	schwach
V. S. 1671	66 B_2O_3 30 CaF_2 4 Al_2O_3	226 „ 3 „	gut
V. S. 1700	56 B_2O_3 40 CaF_2 4 Al_2O_3	257 „ 3 „	gut
V. S. 2524	40 B_2O_3 60 BaF_2	257 „ 2½ „	gut
V. S. 2022	40 B_2O_3 50 BaO 10 PbO	346 „ 3½ „	gut
V. S. 2139	22 B_2O_3 / 58 SiO_2 } 5 Na_2O 15 K_2O	275 „ 4 „	gut
V. S. 2944	25 B_2O_3 / 15 SiO_2 } 15 ZnO 45 BaO	275 „ 5 „	schwach
V. S. 2191	78 SiO_2 22 K_2O	245 „ 3 „	schwach
V. S. 2182	68 SiO_2 32 K_2O	257 „ „ „	gut

Man erkennt allgemein aus den Beobachtungen, daß die hohe Durchlässigkeit der reinen Säuren B_2O_3 und SiO_2 sich durch Zufügen von Metalloxyden mit steigendem Gehalt vermindert. Außerdem sind die spezifischen Absorptionen der Oxyde deutlicher erkennbar, z. B. Na_2O wirkt stärker als K_2O, PbO absorbiert besonders stark u. s. f.

Leider haben die im Platintiegel hergestellten Schmelzen keine praktische Verwertung finden können, da sie nicht genügend luftbeständig sind und, in größeren Mengen hergestellt, allzuviel feine Gasbläschen enthalten. Dazu kommt noch die Neigung zur Kristallisation, welche fast immer in gut gekühlten Stücken auftritt.

Das Endresultat der Versuche war daher nur von orientierendem Wert für die Zusammensetzung der „UV-Gläser", welche im Jenaer Glaswerk in großem Maßstabe dargestellt werden und namentlich als Röhren für „Uviol-Lampen" (Ultraviolett-Quecksilberlampen) ausgedehnte Verwendung finden.

(Eingegangen 8. August 1907.)

Eine Blase aus Schusterpech.

(Ein Vorlesungsexperiment.)

Von N. A. Orlow.

Als ein gutes Beispiel einer „festen Flüssigkeit" dient das Schusterpech — eine harzige Substanz, die beim Schlagen leicht in Stücke zerfällt, aber sonst typische Eigenschaften gewöhnlicher Flüssigkeiten aufweist.

Bei physikalischen Vorträgen begnügt man sich gewöhnlich mit Deformationserscheinungen, die im Pech durch die Schwerkraft hervorgerufen werden.[1]) Durch die langsame Verschiebung der Pechteilchen ziehen sich diese Experimente in die Länge, auf Wochen und sogar Monate.

Die Spannungsgrenze des Pechs gestattet aber bei erhöhtem Druck das Pechfließen zu einem richtigen Vortragsexperiment zu gestalten, wobei jede Phase leicht beobachtet werden kann.

Zu dem Zweck ist der Druck komprimierter Luft sehr leicht anwendbar.

Der Versuch beansprucht keine speziellen Vorkehrungen und kann mit den primitivsten Mitteln bewerkstelligt werden.

Vorsichtig geschmolzenes Pech[2]) wird in eine glatte, nicht tiefe, Papierform ausgegossen, wobei zufällige Beimengungen, wie Faser, harte Stücke usw. zu beseitigen sind, da nur eine gleichmäßige Masse den richtigen Gang des Versuchs garantiert.

Ebenso müssen die beim Schmelzen sich bildenden Blasen entfernt werden, was durch Erwärmen der Oberfläche des flüssigen Pechs mit einem Gasbrenner erreicht wird.

In das heiße Pech wird ein großer Glastrichter mit der weiten Öffnung bis auf den Boden der Papierform gestellt.

Dann wird nach dem völligen Erkalten das Papier von der in der Trichteröffnung fest sitzenden Pechplatte abgelöst und das am äußeren Trichterrande haftende Pech mit einem Messer oder Stemmeisen beseitigt.

Der auf diese Weise präparierte Trichter ist für den Versuch fertig. Der Hals des im Stativ eingeklemmten Trichters wird dann vermittels eines Dreiecks und Gummirohres mit

1) Ausrinnen des Pechs aus einem Trichter oder Netz, das Modell eines gleitenden Gletschers, sinkendes Bleigewicht u. dgl.

2) Geschmolzenes Pech ist leicht entzündlich.

einem Quecksilbermanometer und einem Gummidoppelballon verbunden.

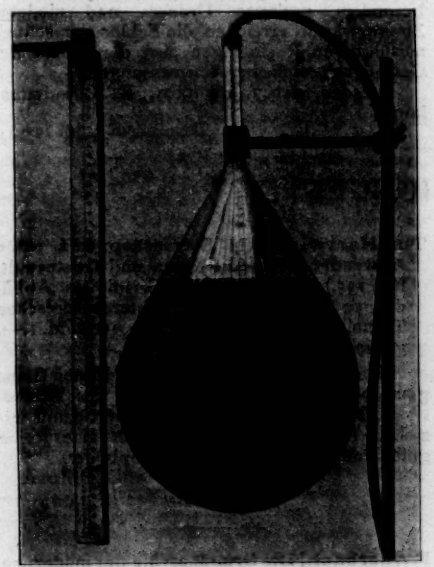
Beim mäßigen Pumpen mit demselben kann der Druck leicht bis auf 17—18 cm der Quecksilbersäule gebracht und während des Versuchs auf demselben Niveau erhalten werden.

Der erforderliche Überschuß des Luftdruckes im Trichter hängt natürlich von der Dicke der Platte und der erwünschten Dauer des Versuchs ab, darf aber nicht zu groß sein.

Bei meinen Versuchen genügte bei Platten von 8—10 mm Dicke, 16 cm Durchmesser, und ungefähr 18° C Lufttemperatur ein Druck von 4—5 cm Quecksilbers, um den Versuch in einer halben Stunde günstig zu beenden.

Sobald der Druck im Trichter steigt, krümmt sich die Pechplatte und bildet eine Wölbung, die anfangs ziemlich gleichmäßig im Verhältnis zur Versuchsdauer zunimmt.

Ist die angefertigte Platte gleichmäßig dick und findet keine einseitige Erwärmung statt (etwa durch eine sich in der Nähe befindliche Lampe), so bildet sich allmählich auf dem Trichter eine regelmäßige schwarze Blase, soliden Umfangs, mit dünnen, unten durchscheinenden Wandungen (Figur). Ein leichter



Schlag verrät die Sprödigkeit dieser „festen Blase".

Dieses läßt sich auch beweisen, indem man den Druck bis zum Platzen der Blase erhöht, es geschieht mit einem Geräusch und hinterläßt Scherben.

Dieser Versuch könnte vielleicht zur Annahme einer Oberflächenspannung des harten Pechs berechtigen, — einer Kraft, die die Kugelform bei der Seifenblase bedingt.

Auf das Vorhandensein einer solchen Kraft beim Pech weist der Versuch von Hrn. Weinberg[1]), bei dem ein Stück Schusterpech in einer Flüssigkeit gleichen spezifischen Gewichts im Laufe einiger Jahre sich der Kugelform näherte, hin.

1) B. P. Weinberg, Molekularphysik. S. 84. Odessa 1903.

St. Petersburg 1907.

(Eingegangen 7. Juli 1907.)

Verkürzte Reduktion von Gasmengen.

Von H. Rebenstorff.

Wo es, wie bei nicht rein wissenschaftlichen Messungen, auf größte Genauigkeit nicht ankommt, können Gasvolumina, die bei Zimmerwärme in feucht gesättigtem Zustande abgemessen wurden, in verkürzter Weise auf normale Verhältnisse reduziert werden. Die hierbei zugrunde liegenden, früher anscheinend noch nicht bemerkten Zufälligkeiten der Konstanten gestatten ferner die Umrechnung eines Gasvolumens für geringe Änderungen von Druck und Temperatur, so daß Vergleiche von Gasmengen, die unter nicht genau gleichen Verhältnissen abgemessen wurden, dadurch sehr bequem gemacht werden. Die einzelnen Umrechnungen besitzen natürlich alle kleine Fehler; in den meisten Fällen heben sich dieselben indessen größtenteils auf. Der zunächst bei chemischen Unterrichtsversuchen erprobte Nutzen der verkürzten Rechnungen, die nach den Abmessungen entwickelter Gasmengen fast sofort die stöchiometrisch verwertbaren Zahlen sehr genau ergaben (Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unt. **18**, 277 u. **19**, 200), dürfte auch auf anderen Gebieten vorhanden sein.

Da $^3/_4$ mm Quecksilberdruck nahezu $^1/_{1000}$ des normalen Druckes ist, so kann man mit geringem Fehler auf letzteren reduzieren, wenn man so viel Promille des abgemessenen Gasvolumens zu diesem addiert oder davon subtrahiert, als $^3/_4$ mm in dem gleichzeitig beobachteten Druckunterschiede enthalten ist. Letzteren multipliziert man also mit $^4/_3$ und berechnet die Promillezahl abgerundet. Hinsichtlich der Fehler ergibt ein Vergleich der Rechnungen, daß man bei Reduktionen auf Normaldruck ($^3/_4$ mm $Hg = \backsim 1‰$ des Druckes) beim Ausgehen von 700 mm nur etwa $1‰$ zu kleine

Zahlen, beim Ausgehen von 790 mm etwa $^1/_2$ ‰ zu große Zahlen erhält.

Für Gasmessungen über Wasser kommt in Betracht, daß $^3/_4$ mm Quecksilberdruck annähernd gleich dem Drucke von 1 cm Wassersäule ist. Hieraus ergibt sich sofort, wie man aus dem in cm gemessenen Unterschiede des Wasserstandes am Meßgefäß innen und außen und dem Barometerstande den Druck im Gasvolumen erhält.

Größer sind die Vereinfachungen, wenn man an die Reduktion auf normalen Druck eine solche von Zimmerwärme auf 0° und Trockenheit anschließt. Gasvolumina von 19° ergeben sehr genau die reduzierten Beträge, wenn man zunächst $^1/_{15}$ ihres Wertes von ihnen abzieht und hierauf als Volumen des Wasserdampfes noch $^1/_{50}$ subtrahiert. Es sei hinzugefügt, daß die Temperaturreduktion des trockenen Gases allein für 19,5° Ausgangstemperatur, die folgende Reduktion auf Trockenheit für 17,8° (bei Normaldruck) genau wäre; bei der Vereinigung heben sich aber die Abweichungen fast ganz auf. Die Fehler der bisher beschriebenen Reduktionsrechnungen mit 19° Ausgangstemperatur betragen bei den Ausgangsdrucken 700, 760, 790 mm: +0,6, −0,14 und −0,9 ‰.

Für den Vergleich von Gasmengen, die bei etwas verschiedenen Zimmerwärmen abgemessen wurden, genügt in vielen Fällen die Berücksichtigung des Umstandes, daß trockene Gase sich bei diesen Temperaturen um annähernd um $^1/_{300}$, feucht gesättigte Gase um etwa $^1/_{200}$ für jeden Celsiusgrad ausdehnen. Etwas genauer berechnet man den letzteren Volumunterschied so: Auf je 0,3° entfällt 1 ‰ für das trockene Gas, wozu auf je 0,7° noch 1 ‰ wegen des Wasserdampfes kommt.

Bei Reduktion einer Gasmenge, deren Temperatur von 19° nur um wenige Grade abweicht, berechnet man zunächst das Volumen bei 19°, indem man für je 0,2° Temperaturabweichung 1 ‰ des Volumwertes addiert oder subtrahiert. Man verbindet damit am besten die Reduktion auf Normaldruck, indem man die beiden Promillezahlen addiert. Für ein bei 17,2° und 748 mm gemessenes Volumen ergibt sich z. B. $+1{,}8:0{,}2 = +9$ ‰ und $-12 \cdot {}^4/_3 = -16$ ‰, zusammen -7 ‰ als Betrag, dessen Beifügung das Gas auf 19° und 760 mm reduziert. Durch Abziehen der Bruchwerte $^1/_{15}$ und $^1/_{50}$ ist alsdann die Reduktion auf Normal beendet.

Über die Fehler dieser Rechnungen gibt folgende Zusammenstellung Auskunft. Beim Ausgehen von 25° und den Drucken 790, 760, 700 mm betragen die Fehler: −0,1, −0,5, −1.7 ‰; beim Ausgehen von 15° und den gleichen Drucken sind die Fehler 0, +0,9, +3 ‰. Beim gleichzeitigen Vorhandensein besonders geringen Druckes und niederer Zimmerwärme erreichen die Fehler der schnell ausführbaren Rechnungen also die Grenze der Genauigkeit einfacher Gasmessungen.

Dresden, den 7. Juli 1907. K. S. Kadettenkorps.

(Eingegangen 9. Juli 1907.)

BESPRECHUNGEN.

Jahrbuch der Naturwissenschaften 1906—1907. 22. Jahrgang. Unter Mitwirkung von Fachmännern herausgegeben von M. Wildermann. 8. XII u. 484 S. mit 42 Textabbildungen. Freiburg, Herdersche Verlagshandlung. 1907. M. 6.—, gebunden in Leinen M. 7.—

Prompt wie alljährlich erscheint das bewährte Jahrbuch der Naturwissenschaften. Der Referent hat bei der Lektüre den Eindruck empfangen, daß die Berichterstatter in diesem Jahre sich nicht immer in der wünschenswerten Weise als über der Sache stehend erweisen, so daß bisweilen unwichtige Dinge recht ausführlich behandelt werden, während weit wichtigere Gegenstände erheblich zu kurz kommen, was bei einer weiteren Unterteilung der Berichterstattung und vorsichtiger Wahl der geeigneten Spezialreferenten leicht vermieden werden könnte. E. Bose.

(Eingegangen 11. Juni 1907.)

Th. Hartwig, Das Stereoskop und seine Anwendungen. (Aus Natur- und Geisteswelt. No. 135.) 8. IV u. 70 S. mit 40 Abbildungen im Text und 19 stereoskopischen Tafeln. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. M. 1.—, gebunden M. 1,25

Eine eingehende, aber stets im besten Sinne gemeinverständliche Schilderung des Stereoskops, seiner Verwendung und der damit erzielten Resultate, erläutert durch eine Reihe guter und instruktiver Stereoskopbilder.

E. Bose.

(Eingegangen 11. Juni 1907.)

F. Auerbach, Die Grundbegriffe der modernen Naturlehre. 2. Auflage. (Aus Natur- und Geisteswelt, Band 40.) 8. 156 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1906. Gebunden M. 1,25.

Die ursprünglich als Ferienkursvorträge entstandenen Ausführungen haben in der ersten

Auflage mit Recht in weiteren Kreisen Anklang gefunden und werden auch jetzt zweifellos ihre Leser finden. E. Bose.

(Eingegangen 11. Juni 1907.)

W. C. Morgan, Qualitative Analysis as a laboratory basis for the study of general inorganic chemistry. gr. 8. XI u. 351 S. London, The Macmillan Company. 1906. Gebunden 8 sh. net.

Eine auf durchaus moderner Grundlage in eigenartiger Weise aufgebaute anorganisch-analytische Chemie. Da zurzeit auch an guten deutschen Büchern auf diesem Gebiete kein Mangel ist, so glaubt der Referent eine Empfehlung des Buches überwiegend nur an die ausländischen Leser dieser Zeitschrift richten zu sollen. E. Bose.

(Eingegangen 11. Juni 1907.)

W. A. Roth, Physikalisch-chemische Übungen. 8. XII u. 174 S. mit 44 Abbildungen. Hamburg, Leopold Voß. 1907. Gebunden M. 5.—

Der Verfasser des vorliegenden kleinen Leitfadens hat es mit Geschick verstanden, die Übungen eines physikalisch-chemischen Anfängerpraktikums kurz und doch unter Mitteilung alles Nötigen darzustellen. Die Wahl der Übungen ist in jeder Beziehung als durchaus angemessen zu bezeichnen. Für eine Neuauflage, die gewiß nicht lange auf sich warten lassen wird, möchte der Referent eine Abänderung der Figur 10 vorschlagen, derart, daß in ihr noch die Dampfdruckerniedrigung bei einer bestimmten Temperatur eingezeichnet wird und die Gefrierpunkte auf die Linie des Atmosphärendrucks verlegt werden.

E. Bose.

(Eingegangen 11. Juni 1907.)

W. Frommel, Radioaktivität. (Sammlung Göschen. No. 317.) 16. 94 S mit 18 Abbildungen. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung. 1907. Gebunden M. —.80

Nach Ansicht des Berichterstatters würde es der Verlagshandlung ein leichtes gewesen sein, für dieses Heft einen erheblich geeigneteren Verfasser zu finden. Sollte in der Reihe der jüngeren Physiker, die am Ausbau der Radioaktivität aktiv beteiligt sind, wirklich keiner zur Abfassung bereit gewesen sein?

E. Bose.

(Eingegangen 11. Juni 1907.)

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik. III. Band. gr. 8. IV u. 506 S. mit 30 Figuren. Leipzig, S. Hirzel. 1906. M. 15.—

Der vorliegende dritte Band bringt wiederum eine Fülle vorzüglicher Originalabhandlungen und Berichte, sowie Literaturzusammenstellungen. In wie weitem Sinne der Inbegriff der Elektronik hier gefaßt wird, erhellt daraus, daß die Fragen der Stickstoffoxydation im Lichtbogen, des Kristall- und Konstitutionswassers, die Absorptionsspektra in ihrem Zusammenhang mit dem chemischen Bau der absorbierenden Substanz und andere Gegenstände eingehende Behandlung finden. Einer besonderen Empfehlung des Jahrbuches bedarf es an dieser Stelle nicht. E. Bose.

(Eingegangen 11. Juni 1907.)

O. Lueger, Lexikon der gesamten Technik und ihrer Hilfswissenschaft. Im Verein mit Fachgenossen herausgegeben. 2. vollständig neu bearbeitete Auflage. Lex. 8. Mit zahlreichen Abbildungen. Band III, IV. Stuttgart, Deutsche Verlags-Anstalt.

Die 2. Auflage des Luegerschen Lexikons ist inzwischen bis zur Vervollständigung des 4. Bandes gediehen. Die beiden ersten Bände sind an dieser Stelle eingehend gewürdigt worden. Die Bände 3 und 4 rechtfertigen durchaus das den ersten Bänden gespendete Lob. Auf Schritt und Tritt erhält man bei der genaueren Durchsicht eine Fülle wertvoller Kenntnisse vermittelt. Soweit der Berichterstatter in der Lage ist, die Richtigkeit einzelner Abschnitte durch Stichproben zu prüfen, erweist sich stets das Mitgeteilte als durchaus auf der Höhe des heutigen Wissens stehend, so daß nicht nur die Ausstattung, sondern auch der Inhalt uneingeschränkte Anerkennung verdient. E. Bose.

(Eingegangen 12. Juni 1907.)

L. Derr, Photography for students of physics and chemistry. 8. VII u. 247 S. London, The Macmillan Company. 1906. Geb. 6.— sh. net.

Ein durchaus empfehlenswertes und seinem Zwecke nach jeder Richtung gerecht werdendes Buch, in dem namentlich die physikalische Seite der Photographie eine zwar elementare aber durchaus sachgemäße Behandlung erfährt.

E. Bose.

(Eingegangen 12. Juni 1907.)

S. E. Sheppard and C. E. Vinnett Mees. Investigations on the theory of the photographic process. London, Longmans, Green and Co. 1907.

Es handelt sich hier um die Zusammen-

fassung mehrerer wissenschaftlicher Arbeiten (Dissertationen), die unter der Ägide Sir William Ramsays ausgeführt wurden und wertvolle Beiträge zu den verschiedensten Fragen der photographischen Photochemie liefern. E. Bose.

(Eingegangen 12. Juni 1907.)

Ferd. Löwl, Geologie. 8°. VIII u. 332 S. mit 266 Figuren im Text. (XI. Teil von „die Erdkunde", herausgegeben von M. Klar.) Wien, Franz Deuticke. 1906 M. 11,60

Das in erster Linie für Geographen bestimmte Lehrbuch der Geologie behandelt, seiner besonderen Aufgabe entsprechend, besonders ausführlich die geophysikalischen Kapitel der allgemeinen Geologie, insbesondere die Geodynamik (Gebirgsbildung durch Vulkanismus, Erdbeben und andere oberflächengestaltende Kräfte), während die historische Geologie und Petrographie in gedrängterer Form gebracht werden. Gleichwohl hat der Verfasser es verstanden, das außerordentlich schwierige Kapitel der historischen Geologie durch eine kurze Übersicht der Formationen mit ihrer Verbreitung und durch Heraushebung der charakteristischsten und wichtigsten Leitfossilien in anschaulicher Schilderung dem Anfänger interessant zu machen. Das gleiche gilt von dem spröden Stoff der Petrographie, welchen er dem Laien durch Hervorkehrung der genetischen und verwandtschaftlichen Beziehungen der Gesteine zueinander schmackhafter zu gestalten weiß, als die meisten andern Lehrbücher durch Anhäufung von zahllosen Namen und Begriffen in systematischer Aufzählung. Besondere Berücksichtigung erfahren die neueren chemisch-physikalischen Theorien über die Kristallisation erstarrender Magmen und die Entstehung der kristallinen Schiefer. Der Abschnitt über die Störungen der Erdrinde nimmt den größten Raum des Buches ein. Ausgehend von den rezenten Hebungen und Senkungen werden die alten kontinentalen Senkungen und Hebungen des Meeresbodens, wie die periodischen und sekularen Veränderungen der Festländer an einer Reihe von Beispielen veranschaulicht. Bei dieser Gelegenheit werden gleichzeitig die tektonischen Begriffe: Verwerfung, Grabenbruch, Staffelbruch, Horst, diskordante Lagerung usw. durch entsprechende Beispiele erläutert und durch zahlreiche gute Abbildungen veranschaulicht. Ein weiteres Kapitel behandelt die Gebirgsbildung durch Faltungsprozesse und die Theorien über die Ursachen derselben. Der Leser wird hier zugleich mit den wichtigsten Faltengebirgen der Erde, deren geologischem Aufbau und der Zeit ihrer Entstehung bekannt gemacht. Besonders eingehend werden dabei die mitteleuropäischen Faltengebirge (Alpen, Karpathen usw.) mit ihren Faltungsprozessen verwickelterer Art behandelt. Der Abschnitt über Vulkanismus verdient besondere Hervorhebung, da er in gedrängter Form nicht nur die Geologie der wichtigsten vulkanischen Gegenden der Erde veranschaulicht, sondern auch besonders die neueren Theorien über den Vulkanismus von Sueß, Michel-Lewy, Arrhenius, Stübel und Branco in kritischer Darstellung einander gegenüberstellt und mancherlei Anregungen zur Erforschung sich neu aufdrängenden Fragen gibt. Der Erdbebenkunde, welche in letzter Zeit immer mehr eine selbständige geophysikalische Disziplin geworden ist, wurde in Anbetracht ihrer Wichtigkeit für die Geographie ein weiter Raum gelassen und es wurden nicht nur die Methoden der Seismographie, sondern auch der Zusammenhang der Erdbeben mit dem Gebirgsbau, sowie die Verbreitung und Ursachen der Erdbeben unter Zugrundelegung der neuesten Forschungen erörtert. Das letzte Kapitel: „Die Skulptur der Erdoberfläche" erläutert die oberflächengestaltenden Wirkungen der Atmosphärilien (Wind, Regen, Verwitterung), sowie die Tätigkeit der Gletscher und die Bildung der klastischen und organogenen Sedimente aus fließenden und stehenden Gewässern.

Die fließende Sprache, sowie die populäre, anschauliche und zusammenhängende Darstellung des Verfassers dürften dem Buche nicht nur unter den Geographen, sondern auch unter dem für Geologie interessierten Laienpublikum viele Freunde erwerben. Harbort.

(Eingegangen 17. August 1907.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Zürich Dr. H. Greinacher für Physik und Dr. A. Grün für Chemie.

Berufen: Zum ord. Professor für theoretische Physik an der Universität Wien der a. o. Professor an der Technischen Hochschule daselbst Dr. Fritz Hasenöhrl.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Physik an der Universität Freiburg Dr. M. Reinganum der Titel a. o. Professor, dem ord. Professor der Technischen Chemie Dr. Hermann Ost, dem ord. Professor für theoretische Maschinenlehre Dr. Franz Frese, dem ord. Professor der anorganischen Chemie Dr. Karl Seubert, sämtlich an der Technischen Hochschule Hannover, der Charakter als Geh. Regierungsrat

Gestorben: Der ord. Professor des Maschinenbaues an der Technischen Hochschule Dresden Geh. Hofrat Dr. Leonidas Lewicki, der Privatdozent für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Charlottenburg Professor Dr. Friedrich Vogel, der frühere Professor des Maschineningenieurwesens an der Technischen Hochschule Stuttgart Baudirektor Dr. Adolf von Ernst.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig